LWOWSKIE

CZASOPISMO LOTNICZE

Nr. 9. (ROK IV. 1936. Nr. 1). | LWÓW, W LIPCU 1936.

Nr. 9. (ROK IV. 1936. Nr. 1.). LWÓW, W LIPCU 1936 r.

LWOWSKIE

CZASOPISMO LOTNICZE

ORGAN BIULETYNOWY
LABORATORJUM AERODYNAMICZNEGO POLITECHNIKI LWOWSKIEJ I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA
WYDAWANY KILKA RAZY W ROKU W MIARĘ ZEBRANIA MATERJAŁU BADAWCZEGO

DODATEK DO „CZASOPISMA TECHNICZNEGO"

KOMITET REDAKCYJNY:

Prof. Inż. STANISŁAW ŁUKASIEWICZ — Naczelny Kierownik I. T. S. i przewodniczący Rady L. A.

Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS — Kierownik Lab. Aerod. Politechniki Lw.

REDAKTOR NACZELNY I ODPOWIEDZIALNY: Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS

BIULETYN LABORATORJUM AERODYNAMICZNEGO

Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS

Wiarygodność aerodynamicznych pomiarów modelowych dla rzeczywistości w locie.

Wpływ liczby Reynolds'a, burzliwości strugi i chropowatości powierzchni na własności aerodynamiczne przy opływie ciał.

La concordance des résultats des essais de maquettes avec la réalité en vol.

L'influence du nombre de Reynolds, de la turbulence de la veine et de la rugosité superficielle sur les qualités aérodynamiques lors de l'écoulement autour des corps.

La concordance des résultats des mesures aérodynamiques effectuées en soufflerie sur des maquettes des constructions d'aviations, avec la réalité en vol, est pour le constructeur un problème de tout premier ordre. C'est pour cette raison qu'ou a fait, tout récemment, dans les principaux laboratoires aérodynamiques, de nombreuses mesures dans des conditions rapprochées aux conditions en vol. Ces mesures ont démontré l'influence du nombre de Reynolds, du degré de turbulence de la veine et de la rugosité superficielle sur les qualités aérodynamiques lors de l'écoulement autour du corps. Il en résulte que les „petites" souffleries fournissent des valeurs impropres, ne correspondant pas aux conditions du vol, de plusieurs coefficients importants, tel p. ex. le coefficient de portance maximum $c_{y\,max}$, le coefficient de traînée de profil $c_{x\,prof}$, le coefficient de traînée superficielle $c_{x\,f}$. Dans les petites souffleries disparaît, en outre, l'influence de la rugosité superficielle sur la valeur de $c_{y\,max}$ ou $c_{x\,min}$. La cause en est la différence existant entre l'écoulement dans la couche limite sur une maquette dans une petite soufflerie et sur un grand objet en vol. Particulièrement important est le cas de la transition de la couche limite laminaire dans une couche limite turbulente sur l'extrados d'un profil d'aviation ou sur l'enveloppe d'autres corps, p. ex. des corps de rotation possédant la forme des lignes du courant ou d'une plaque plane dirigée suivant le courant. L'allure du phénomène est dans ce cas particulièrement sensible au degré de turbulence de la veine extérieure ce qu'ont déjà démontré des mesures précédentes sur une sphère.

Dans la présente étude, on a rassemblé les données expérimentales se rapportant aux problèmes susmentionnés et on les a discuté — autant que possible — d'une façon critique, suivant l'état actuel de nos connaissances.

1. Wstęp.

Doniosłość pomiarów aerodynamicznych, przeprowadzanych na modelach konstrukcyj lotniczych w laboratorjach aerodynamicznych w tak zwanych tunelach powietrznych, jest ogólnie znana. Celem tych pomiarów powinno być otrzymanie charakterystyki samolotów odpowiadającej ich warunkom w locie w powietrzu atmosferycznem. Już od dawna czołowi przedstawiciele nauki starają się uwzględnić warunki opływu modeli samolotów w tunelu powietrznym z warunkami opływu objektów dużych w locie. Należy podkreślić, że uzgodnienie tych warunków pozwoli nam nietylko otrzymać wyniki o wielkiej doniosłości dla celów praktycznych, lecz w równej mierze odsłoni nam przyczynę wielu zawiłych zjawisk aerodynamicznych, wybijających swe piętno na zachowanie się samolotów w locie. Innemi słowy, ścisłe określenie parametrów, określających przebieg danego procesu aerodynamicznego, pozwoli nam nietylko na ustalenie odpowiednich warunków przy pomiarze sił aerodynamicznych w tunelu, odpowiadających układowi sił w locie, lecz zarazem umożliwi

nam ujęcie w odpowiednie prawa odnośnych przebiegów aerodynamicznych.

2. Podobieństwo Reynolds'a.

Wiadomo już od dawna, że przeniesienie wyników pomiarów aerodynamicznych w postaci spółczynników bezwymiarowych sił aerodynamicznych z modelu na objekt duży jest możliwe tylko wtedy, jeśli nietylko oba ciała, t. j. model i objekt duży, są geometrycznie podobne, lecz także i pola aerodynamiczne w ośrodku otaczającym oba ciała są też geometrycznie podobne. Wiadomo też, że żądane podobieństwo pól aerodynamicznych uwarunkowane jest równością t. zw. liczby Reynolds'a

$$R = \frac{v . l}{\nu},$$

gdzie v oznacza szybkość strugi wzgl. lotu, l charakterystyczny rozmiar linjowy ciała np. głębokość płata modelu względnie samolotu, zaś ν określa lepkość kinematyczną ośrodka np. powietrza. R jest przytem liczbą bezwymiarową, a zatem niezależną od doboru jednostek pomiarowych i określa stosunek sił bezwładności do sił tarcia w ośrodku zaburzonym przez dane ciało.

3. Warstwa przyścienna laminarna i burzliwa.

Jakkolwiek R jest w warunkach lotu liczbą bardzo dużą wynoszącą kilka lub kilkanaście miljonów, to jednak wpływu tarcia nie wolno zaniedbać. Przyczyną tego stanu rzeczy jest fakt, że ciecz rzeczywista, nawet o bardzo małej lepkości, jak np. powietrze, przylega stale w czasie opływu ciała do jego powierzchni, wskutek czego szybkość opływu wzrasta wraz z odległością od powierzchni ciała od wartości zero aż do wartości odpowiadającej prawie opływowi t. zw. potencjalnemu, a więc bez tarcia. Ponieważ odnośny przyrost szybkości zachodzi w obrębie bardzo cienkiej warstwy cieczy (powietrza), przeto występuje bardzo znaczny gradjent szybkości, powodujący z kolei znaczne siły tarcia wewnętrznego w tej t. zw. warstwie przyściennej. Wobec powolnego ruchu cieczy w obrębie warstwy przyściennej siły bezwładności stają się w jej obrębie wielkościami tego samego rzędu co siły tarcia, wobec czego te ostatnie nie mogą być zaniedbane.

Dopóki warstwa przyścienna przylega stale do powierzchni ciała nie można się spodziewać znaczniejszego jej wpływu na opływ ciała, a tem samem na siły aerodynamiczne. Różnica pomiędzy wielkościami liczb Reynolds'a, oczywiście niezbyt duża, nie powinna powodować w tym wypadku znaczniejszych różnic w wynikach pomiarów sił aerodynamicznych na ciałach geometrycznie podobnych. Jeśli atoli w strudze zewnętrznej tuż poza warstwą przyścienną występują pewne różnice ciśnień, to mogą mieć miejsce następujące wypadki: W razie gdy struga zewnętrzna ulega przyspieszeniu w kierunku ruchu wskutek istniejącego spadku ciśnienia, to cząstki cieczy w warstwie przyściennej będą pod wpływem strugi zewnętrznej przyspieszane, wskutek czego będą poruszać się nadal wzdłuż powierzchni ciała. Jeśli atoli wystąpi w strudze zewnętrznej wzrost ciśnienia w kierunku ruchu, opóźniający ruch cieczy w strudze zewnętrznej, to cząstki cieczy w warstwie przyściennej będą hamowane w swoim ruchu wzdłuż powierzchni ciała, wskutek czego po zupełnem wyczerpaniu się ich energji kinetycznej będą zmuszone do odwrotu na skutek wzrastającego w kierunku ruchu ciśnienia. Napierające z tyłu za niemi nowe cząstki warstwy przyściennej ulegają takiemu samemu losowi, tak że w krótkim czasie nagromadza się w jednem miejscu wielka ilość cząstek, pochodzących z warstwy przyściennej, pomiędzy powierzchnią ciała i strugą zewnętrzną. Cały ten zator zostaje następnie uniesiony przez obdarzoną wcale dużą energją kinetyczną strugę zewnętrzną, wskutek czego występuje t. zw. zjawisko oderwania t. j. oderwanie się warstwy przyściennej od powierzchni ciała. Wskutek tego oderwania struga zewnętrzna odchyla się znacznie od swego pierwotnego biegu przy powierzchni ciała, gdyż wskutek tarcia wewnętrznego oderwana warstwa przyścienna zwija się w wiry, wypełniające przestrzeń pomiędzy strugą zewnętrzną i powierzchnią ciała. W końcowym rezultacie efekt ten odpowiada oderwaniu się strugi na ostrych krawędziach. Widoczne jest, że zaistniała zmiana warunków opływu ciała powoduje wybitną zmianę w rozkładzie ciśnień dokoła ciała, a tem samem zmianę wielkości sił aerodynamicznych.

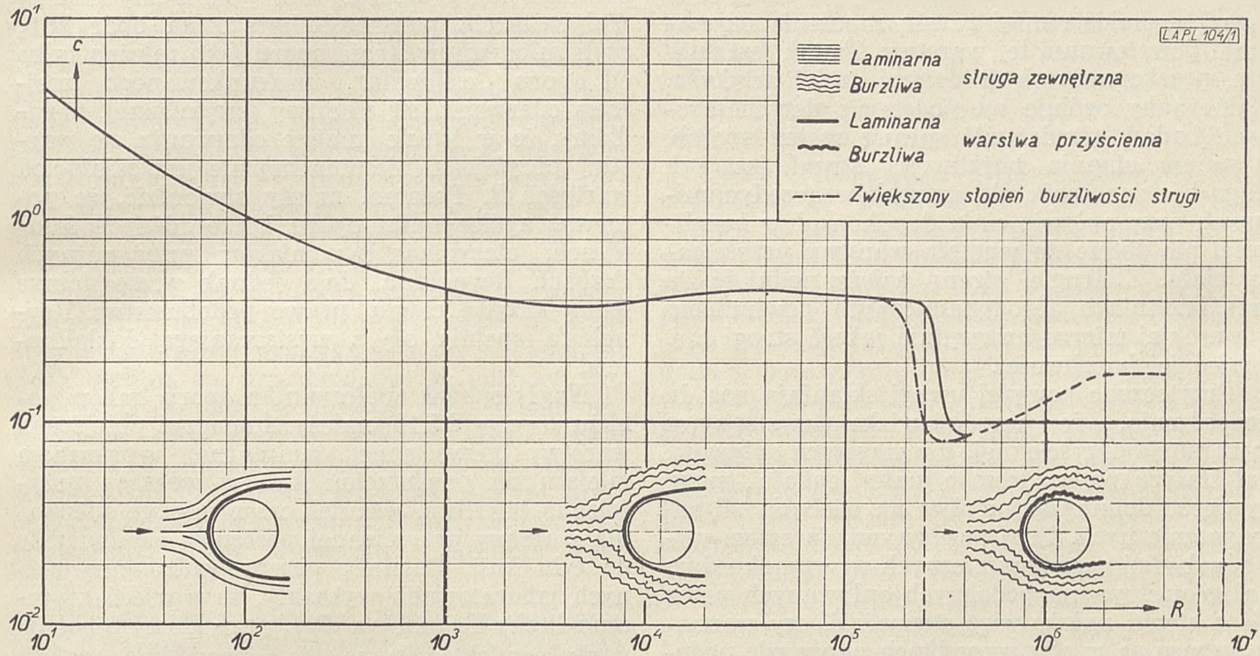
Podobnie jak struga zewnętrzna może przepływać ruchem laminarnym czyli uwarstwowionym, przy którym poszczególne warstwy cieczy przesuwają się wobec siebie, lub też ruchem burzliwym (turbulentnym), przy którym cząstki z jednej warstwy przenikają do drugiej i odwrotnie, tak że zachodzi intenzywna wzajemna wymiana impulsów pomiędzy warstwami i tem samem pewne charakterystyczne „mięszanie" się cząstek cieczy, tak też przepływ w warstwie przyściennej może być albo laminarny albo też burzliwy. Wiadomo, że oba te rodzaje ruchów cieczy rozgraniczone są pewną wartością t. zw. krytyczną liczby Reynolds'a R_{kr}; przy liczbie Reynolds'a mniejszej od R_{kr} zachodzi ruch laminarny, zaś przy liczbie Reynolds'a większej od R_{kr} ruch burzliwy. O ile przy strudze zewnętrznej liczba Reynolds'a określona jest przez wymiar linjowy ciała opływanego i szybkość strugi niezaburzonej (daleko od ciała), to liczba Reynolds'a dla warstwy przyściennej R_δ zależy od grubości δ tej warstwy i szybkości strugi zewnętrznej tuż poza warstwą u w miejscu, w którem występuje odnośna grubość δ:

$$R_\delta = \frac{u\,\delta}{\nu}.$$

Jeżeli w pewnem miejscu powierzchni ciała R_δ osiągnie wartość krytyczną $R_{\delta\,kryt}$, warstwa przyścienna laminarna przechodzi w warstwę burzliwą. Przy warstwie laminarnej jest wpływ zewnętrznej strugi na ruch cieczy w warstwie bardzo mały, natomiast przy warstwie burzliwej bardzo znaczny wskutek intenzywnego mięszania się cząstek i połączonej z tem wymiany impulsów. Wskutek tego zmniejsza się przy warstwie burzliwej niebezpieczeństwo oderwania się

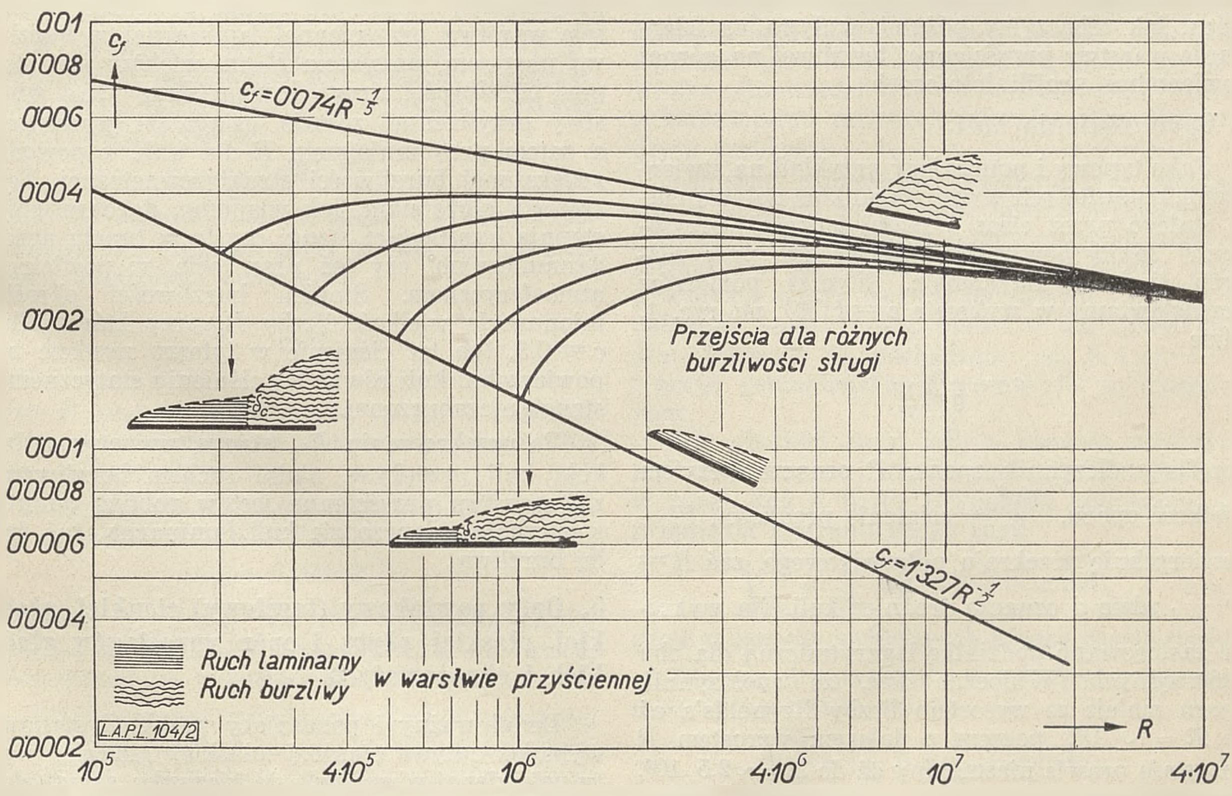
od powierzchni ciała, gdyż występuje tu pewnego rodzaju popęd zewnętrzny pochodzący od zewnętrznej strugi. Miejsce oderwania się warstwy burzliwej przesuwa się przeto bardziej do tyłu ciała aniżeli przy warstwie laminarnej, wskutek czego zmniejsza się przekrój t. zw. ogona wirowego w tyle poza ciałem, czyli opływ cieczy dokoła ciała upodabnia się bardziej do opływu potencjalnego cieczy doskonałej.

Na podstawie powyższych uwag można się spodziewać, że miejsce oderwania się warstwy przyściennej laminarnej będzie niezależne od



Ryc. 1.

Zależność spółczynnika oporu dla kuli od liczby Reynolds'a. Schematyczne przedstawienie opływu kuli dla trzech typowych zakresów liczb Reynolds'a.



Ryc. 2.

Zależność spółczynnika oporu powłokowego (tarciowego) gładkiej płaskiej płyty, odniesionego do całkowitej opływanej powierzchni płyty, od liczby Reynolds'a dla różnych przepływów w warstwie przyściennej. δ_c oznacza grubość warstwy przyściennej w miejscu przejścia warstwy laminarnej w burzliwą. Przy wzroście stopnia burzliwości strugi przejście warstwy laminarnej w burzliwą odbywa się wcześniej, a zatem przy mniejszych R.

wartości liczby Reynolds'a strugi otaczającej przy równych zresztą warunkach. Natomiast wpływ strugi zewnętrznej na warstwę przyścienną burzliwą pozwala na przypuszczenie, że „stopień burzliwości" tej strugi, uwarunkowany zmiennością szybkości w stosunku do średniej szybkości strugi w danem miejscu, powinien obok liczby Reynolds'a mieć pewne znaczenie na warunki powstawania tej warstwy. Że tak jest istotnie, przekonamy się w dalszej części artykułu.

Możnaby ogólnie na podstawie dotychczasowych badań przedstawić sprawę w ten sposób, że zmiana stopnia burzliwości strugi jest tak długo bez znaczenia dla warunków aerodynamicznych przy opływie ciała dopóki wpływ burzliwości nie dotrze do wnętrza warstwy przyściennej ciała. Z drugiej strony należy podnieść, że przy badaniach aerodynamicznych powinniśmy w szerokiej mierze uwzględnić jakość strugi t. j. stopień jej burzliwości.

Przytoczone powyżej uwagi skłaniają nas do stwierdzenia, że współzjawiska występujące w warstwie przyściennej, towarzyszące opływowi ciał stałych przez ciecze o małej lepkości, mogą wywierać dominujący wpływ na wielkość sił aerodynamicznych. Przy porównywaniu zatem wyników badań aerodynamicznych w wypadku dwu ciał geometrycznie podobnych opływanych przez różne strugi należy więc stwierdzić, czy warunki opływu są w obu wypadkach naprawdę podobne, to znaczy, czy ma miejsce nietylko równość liczb Reynolds'a, ale też taki sam stopień burzliwości strugi, względnie czy istnieje jakiś inny czynnik, mający wpływ na przepływ w warstwie przyściennej np. chropowatość powierzchni ciała, która, jak zobaczymy później, wpływa na oderwanie warstwy przyściennej burzliwej na górnej powierzchni profili lotniczych.

4. Opór ciśnienia kuli.

Jako typowy i pouczający przykład na stwierdzenie omówionych wyżej warunków opływu ciała stałego przez ciecz o małej lepkości przytoczymy znany powszechnie opływ kuli przy różnych liczbach Reynolds'a. Wyniki pomiarów przedstawiamy w wykresie $c = f(R)$ na ryc. 1, gdzie

$$c = \frac{P}{\frac{\varrho v^2}{2} F}$$

określa spółczynnik oporu; P oznacza przytem wielkość oporu, $\frac{\varrho v^2}{2}$ — ciśnienie prędkości, F — powierzchnię przekroju południkowego, zaś $R = \frac{v d}{\nu}$, gdzie d oznacza średnicę kuli. Na wykresie zastosowano podziałkę logarytmiczną dla obu spółrzędnych. Widoczne jest, że spółczynnik oporu maleje ze wzrostem liczby Reynolds'a aż do $R = \sim 10^3$, poczem z dalszym wzrostem R pozostaje prawie niezmienny aż do $R = \sim 2{,}5 \, . \, 10^5$, poczem maleje dosyć nagle aż do prawie $^1/_5$ wartości przed spadkiem, zaś następnie wzrasta znowu wraz ze wzrostem R.

Można się spodziewać, że w pierwszym zakrekresie liczb Reynolds'a aż do $R = \sim 10^3$ jest ruch strugi opływającej laminarny, tudzież warstwa przyścienna też laminarna. Następnie przechodzi ruch strugi opływającej w burzliwy, podczas gdy warstwa przyścienna pozostaje nadal laminarną; w tym wypadku jest spółczynnik oporu niezależny od R czyli sprawdza się t. zw. kwadratowe prawo oporu. Jeśli pominiemy drobny wpływ tarcia powierzchniowego na opór kuli, czyli założymy wielkość oporu jako zależną tylko od oporu „ciśnienia", uwarunkowanego miejscem oderwania się warstwy przyściennej, to widzimy, że w istocie miejsce oderwania się warstwy przyściennej laminarnej nie jest zależne od wartości R. Pozatem należy stwierdzić, że ponieważ spółczynniki oporu kul o różnych średnicach, otrzymane z pomiarów przy różnych liczbach Reynolds'a, dają jednak wcale dobrze jedną krzywą ciągłą, prawo podobieństwa Reynolds'a spełnia się z wystarczającą dokładnością.

Nagły spadek spółczynnika oporu kuli w pobliżu $R = \sim 2{\cdot}5 . 10^5$ należy tłumaczyć przejściem warstwy przyściennej laminarnej w pewnem miejscu na powierzchni kuli w warstwę przyścienną burzliwą, wskutek czego miejsce oderwania warstwy przyściennej przesuwa się znacznie do tyłu kuli. Pomiary przeprowadzone w różnych laboratorjach wykazały, że wartość krytyczna liczby Reynolds'a R_{kr}, przy której zachodzi nagły spadek spółczynnika oporu kuli, zależy w wysokiej mierze od stopnia burzliwości strugi zewnętrznej, a mianowicie R_{kr} maleje ze wzrostem stopnia burzliwości strugi (ryc. 1). Niewątpliwie zatem przenikająca do warstwy przyściennej burzliwość strugi powoduje przejście warstwy przyściennej laminarnej w burzliwą przy tem mniejszem R im większy jest stopień burzliwości strugi. Innemi słowy $R_{\delta\, kr}$ warstwy przyściennej zostaje osiągnięte wcześniej, a zatem przy mniejszem R dla kuli, z powodu zwiększonej burzliwości strugi zewnętrznej. Ten szczegół służy nam, jak wiadomo, do określenia stopnia burzliwości strugi czy to w tunelu aerodynamicznym czy też przy locie w powietrzu atmosferycznem. Stopień burzliwości określa mianowicie wielkość liczby R, przy której albo $c = 0{,}3$, lub też ciśnienie w tylnym punkcie na powierzchni kuli równa się ciśnieniu statycznemu strugi niezaburzonej.

Po przekroczeniu R_{kr} struga zewnętrzna dokoła kuli przepływa nadal ruchem burzliwym, zaś warstwa przyścienna jest w pobliżu punktu spiętrzenia na przodzie kuli laminarną, zaś dalej burzliwą.

5. Opór powłokowy (tarciowy) cienkiej gładkiej płaskiej płyty i opór rurociągów gładkich i chropowatych.

Drugi ważny i pouczający przykład stanowi wypadek opływu cienkiej płaskiej gładkiej płyty ustawionej równolegle do kierunku strugi cieczy. Opór ciśnienia można w tym wypadku pominąć zupełnie, jako mało znaczący, wskutek czego prawie całkowity opór jest wynikiem oporu powłokowego czyli tarcia. Można się spodziewać, że decydującym czynnikiem będzie w tym

wypadku warstwa przyścienna, a wielkość oporu będzie zależną od tego, czy wzdłuż całej długości płyty wyłoni się warstwa przyścienna laminarna lub burzliwa, względnie wzdłuż pewnej części długości laminarna, zaś wzdłuż dalszej części burzliwa; pozatem wielkość oporu zależy od grubości δ warstwy przyściennej.

Należy podnieść, że wielkość oporu jest, przy równych zresztą warunkach, większą w wypadku warstwy przyściennej burzliwej aniżeli w wypadku warstwy laminarnej. Głównym powodem tego stanu rzeczy jest okoliczność, że w warstwie burzliwej zachodzi wymiana impulsów, gdyż cząstki cieczy o większej szybkości przenikają do warstw o mniejszej szybkości i odwrotnie, co ma skutek podobny do powiększenia lepkości cieczy; mówimy też w tym wypadku o „pozornej lepkości". Tylko cząstki cieczy, należące do warstwy bezpośrednio przylegającej do powierzchni ciała stałego, są przeszkodzone w ruchach poprzecznych z powodu bliskości tej właśnie powierzchni ciała stałego, wskutek czego nawet w wypadku warstwy burzliwej bardzo cienka warstwa tuż przy powierzchni jest zawsze laminarna; możemy ją określić mianem „laminarnej podwarstwy" (po angielsku: „laminar sublayer").

Wskutek wymienionego stanu rzeczy grubość δ warstwy przyściennej burzliwej przyrasta szybciej wraz z odległością x od przedniej krawędzi płyty aniżeli grubość warstwy laminarnej, a mianowicie:

$$\delta_{lam} \sim x^{1/2}$$

$$\delta_{burz} \sim x^{4/5}.$$

W wypadku wystąpienia samej warstwy przyściennej laminarnej jest wielkość spółczynnika oporu tarciowego $c_{f\,lam}$ określona wzorem Blasius'a o postaci:

$$c_{f\,lam} = 1{,}327\, R_x^{-1/2},$$

gdzie R_x oznacza wielkość liczby Reynolds'a odniesionej do długości płyty x, zaś spółczynnik oporu odpowiada związkowi:

$$c_f = \frac{P}{\frac{\varrho\, w^2}{2}\, F},$$

gdzie P oznacza wielkość siły oporu, w prędkość strugi niezaburzonej, F opływaną obustronnie powierzchnię płyty.

Jeśli pojawia się sama tylko warstwa burzliwa, to wedle Prandtl'a i Kármán'a jest:

$$c_{f\,burz} = 0{,}074\, R_x^{-1/5}.$$

Wykresy $c_f = f(R_x)$ dla obu wypadków naniesione są na podziałce logarytmicznej na ryc. 2, gdzie występują w postaci prostych linij.

Jeżeli warstwa przyścienna jest w przedniej części płyty laminarną, zaś następnie burzliwą, to zależnie od miejsca przejścia warstwy laminarnej w burzliwą otrzymujemy różne krzywe, przedstawiające prawo oporu tarciowego w danym wypadku (ryc. 2). Liczba Reynolds'a $R_{\delta\,kryt}$ odniesiona do warstwy przyściennej w miejscu przejścia warstwy laminarnej w burzliwą jest, jak znaleziono doświadczalnie, niezależną dla danej strugi zewnętrznej od wielkości R dla całej płyty, lecz zmienia się ze stopniem burzliwości strugi zewnętrznej tak, że maleje ze wzrostem stopnia burzliwości. Zaobserwowane wartości $R_{\delta\,kr}$ mieszczą się pomiędzy wartością wynoszącą około 10.000 dla mało burzliwych strug i wartością 1.500 dla bardzo burzliwych przepływów. Widzimy przeto, że także i w tym wypadku burzliwość strugi zewnętrznej wpływa wydatnie na przebieg zjawisk aerodynamicznych, a tem samem na prawa, którym zjawiska te są poddane.

Obecnie rozpatrzymy wpływ gładkości wzgl. chropowatości powierzchni ciała na przebieg opływu, a tem samem na prawo oporu tarciowego. Odnośnie do definicji gładkości wzgl. chropowatości powierzchni ciała możemy przyjąć, że powierzchnia jest gładką „hydrodynamicznie", o ile wysokość nierówności na powierzchni jest małą w porównaniu do grubości laminarnej podwarstwy przyściennej; natenczas wszelkie wyskoki chropowatości są niejako przykryte przez cienką warstwę laminarną, ich wpływ na mechanizm oporu zostaje wyeliminowany, zaś lepkość płynu wpływa na wielkość oporu tarcia, oczywiście tylko przez działanie w warstwie przyściennej przy cieczy o małej lepkości. W wypadku jednak, gdy wysokość wzniesień przy danej chropowatości jest duża w porównaniu do grubości laminarnej podwarstwy przyściennej, ta ostatnia nie może powstać, gdyż każda nierówność powierzchni działać będzie jak ostra krawędź t. j. spowoduje oderwanie strugi; w tym wypadku zanika już wpływ lepkości płynu w warstwie przyściennej jako mało znaczący wobec „pozornej lepkości" przy ruchu burzliwym, zaś opór powinien odpowiadać t. zw. kwadratowemu prawu, zakładającemu proporcjonalność oporu do kwadratu szybkości.

Odnośne rozważania teoretyczne w połączeniu z licznemi pomiarami laboratoryjnemi doprowadziły do ustalenia nader ważnych nowych formuł dla obliczenia oporu rurociągów przy przepływie cieczy ruchem burzliwym i z kolei do ustalenia spółczynnika oporu c_f dla „gładkich" płyt. Formuły te, pochodzące od Kármán'a i grupy getyngieńskiej Prandtl'a są następujące:

Dla gładkiej rury, jeśli c_f oznacza spółczynnik tarcia (oporu), określający spadek ciśnienia w rurze, zaś R liczbę Reynolds'a odniesioną do promienia hydraulicznego rury:

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{n} \log\left(R\sqrt{c_f}\right) + \text{const.},$$

gdzie n oznacza spółczynnik będący czystą liczbą.

Dla rur chropowatych, określonych przez rozmiar linjowy chropowatości k:

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{n} \log \frac{r}{k} + \text{const.}$$

Dla spółczynnika oporu tarciowego c_f dla gładkich płyt przy R odniesionem do długości płyty:

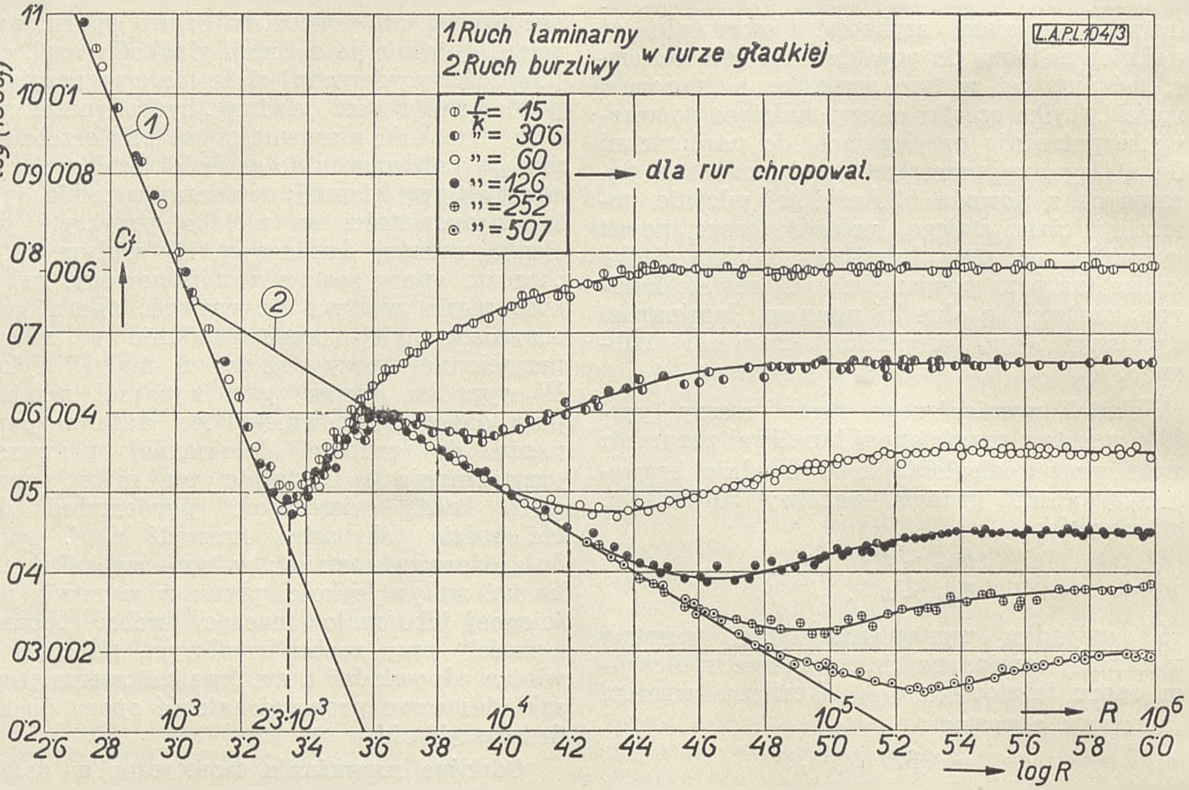
$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{n} \log\left(R\, c_f\right) + \text{const.}$$

Wszystkie te formuły wykazują podobną budowę i mogą być łatwo sprawdzone doświadczalnie, gdyż wyniki pomiarów naniesione w prostokątnym układzie o spółrzędnych

$$\frac{1}{\sqrt{c_f}} \text{ i } \log (R\sqrt{c_f}), \text{ wzgl. } \log\frac{r}{k},$$

powinny dać linję prostą. Otóż doświadczenie potwierdziło istotnie ważność tych formuł w szerokim zakresie liczb Reynolds'a, a zwłaszcza coraz doskonalszą ich zgodność z wynikami pomiarów ze wzrostem liczby Reynolds'a. Ten fakt jest wielkiej doniosłości, gdyż zezwala na bezpieczną extrapolację wyników pomiarów że przy małej, ale jeszcze dostrzegalnej, chropowatości ścian rury spółczynnik oporu nie różni się praktycznie co do wielkości od spółczynnika dla rury gładkiej przy założeniu niezbyt dużych liczb Reynolds'a.

Ryc. 3 przedstawia wyniki wymiarów dla rury gładkiej i chropowatej dla różnych względnych chropowatości wedle pomiarów N i k u r a d s e'g o w Göttingen. Rycina ta wykazuje ponadto, że dla $R < R_{kr}$ czyli dla przepływu laminarnego zanika praktycznie różnica pomiędzy spółczynnikiem oporu rury gładkiej i chropowatej.



Ryc. 3.
Spółczynnik oporu dla dla rur gładkich i chropowatych w zależności od liczby Reynolds'a. r oznacza promień rury, k rozmiar linjowy chropowatości. Wpływ chropowatości występuje dopiero przy ruchu burzliwym.

przeprowadzonych na modelu na objekt rzeczywisty w naturalnej skali.

Formuły pierwsza i trzecia zawierają niewiadomą c_f po lewej i prawej stronie równania, co może stanowić pewną przeszkodę w praktycznem ich użyciu. Wstawiając jednak w miejsce c_f po prawej stronie pewną wartość przybliżoną, można następnie wyliczyć $\frac{1}{\sqrt{c_f}}$ po stronie lewej, a w razie dużej niezgodności wstawić obliczoną wartość na c_f po prawej stronie, wyliczyć znowu $\frac{1}{\sqrt{c_f}}$ i t. d.

Formuła druga dla rur chropowatych nie zawiera zmiennej R, czyli przy stałej „względnej chropowatości", określonej stosunkiem $\frac{k}{r}$, jest spółczynnik oporu stały i niezależny od skali modelu i szybkości. Zarazem potwierdza doświadczenie przypuszczenie wyrażone powyżej,

6. Wpływ stopnia burzliwości strugi na opór płyty ustawionej prostopadle do kierunku strugi.

Nawiązując do uwagi, że struga cieczy nie opływa ostrej krawędzi, lecz ulega oderwaniu właśnie na tej krawędzi, powodując wystąpienie t. zw. kwadratowego prawa oporu, przytoczymy przykład płyty prostokątnej, ustawionej prostopadle do kierunku strugi. Wiadomo, że w danym wypadku krzywa zależności pomiędzy spółczynnikiem oporu c i liczbą Reynolds'a jest w obrębie zakresu liczb Reynolds'a rzędu 10^4 do 10^6 prostą równoległą do osi R. Otóż pomiary przeprowadzone przez G. B. S c h u b a u e r'a i H. L. D r y d e n'a na płytach prostokątnych w strumieniu powietrza o zmiennym stopniu burzliwości wykazały zależność wielkości spółczynnika oporu c od stopnia burzliwości strugi. Wedle tych pomiarów spółczynnik oporu c rośnie wraz ze wzrostem stopnia burzliwości strugi zewnętrznej

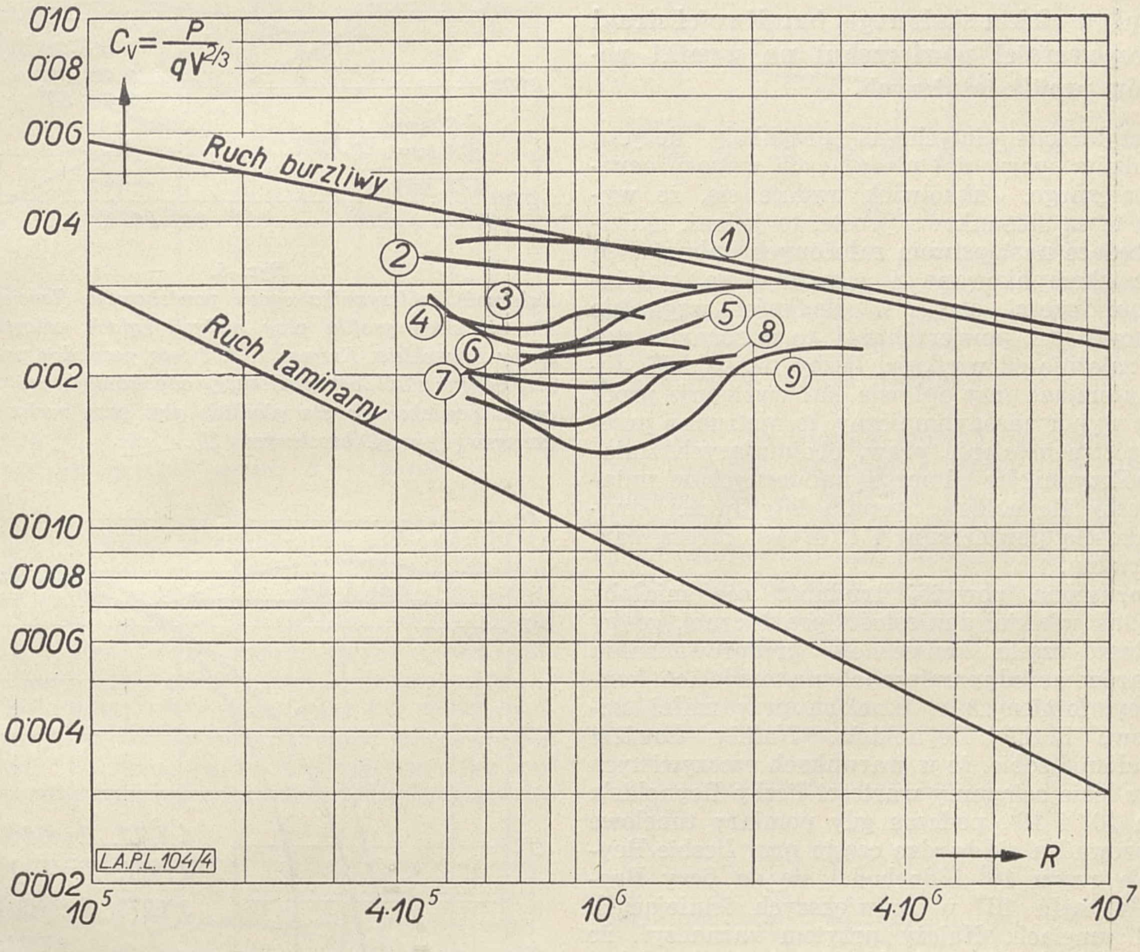
niezależnie od wielkości R. Stwierdzenie to ma znaczenie przy wyznaczaniu spółczynnika oporu płyt na modelach w tunelu aerodynamicznym.

7. Opór powłokowy ciał obrotowych o kształcie linij prądu.

Problem oporu tarciowego płyt płaskich wiąże się dosyć ściśle z problemem oporu ciał o t. zw. kształcie linij prądu („Stromlinienkörper"), których główną cechą jest, że — przynajmniej przy burzliwej warstwie przyściennej — nie dają powodu do wystąpienia oderwania się strugi. Wskutek tego na wielkość oporu takich ciał wpływa głównie opór powłokowy czyli tarciowy. Można się zatem spodziewać, że zależność spółczynnika oporu od liczby Reynolds'a, wyznaczona dla płaskich płyt, będzie w pewnej mierze odpowiadać prawu oporu dla ciał o kształcie linij prądu. Ponieważ przy ciałach tego typu (np. przy sterowcach), idzie głównie o to, aby pewną określoną objętość przeciągać przez ciecz przy najmniejszym oporze, przeto często odnosimy spółczynnik oporu nie do powierzchni przekroju ciała, lecz do wielkości $V^{2/3}$, gdzie V oznacza objętość danego ciała, oznaczając przytem spółczynnik oporu przez c_v.

Dla przykładu przytaczamy wyniki pomiarów, przeprowadzonych w różnych tunelach aerodynamicznych na bryle obrotowej (model balonu - sterowca), w postaci krzywych $c_v = f(R)$ (ryc. 4). Widoczna rozbieżność wyników w zakresie względnie małych liczb Reynolds'a, przy których odbywa się przejście z warstwy przyściennej laminarnej w warstwę przyścienną burzliwą, jest wprost uderzająca. Niewątpliwie jedną z głównych przyczyn tego stanu rzeczy jest wpływ stopnia burzliwości strugi w tunelu. Pozatem widzimy z ryc. 4, że istotnie wszystkie krzywe mieszczą się pomiędzy dwiema prostemi (wykres logarytmiczny) odpowiadającemi prawu oporu cienkich płyt płaskich przy warstwie laminarnej wzgl. burzliwej.

Przy wzrastającej wartości liczby Reynolds'a wartość spółczynnika oporu c_v zbliża się coraz



Ryc. 4.
***Wyniki pomiarów spółczynnika oporu powłokowego, odniesionego do objętości modelu, dla modelu balonu-sterowca w różnych tunelach**: 1. N. A. C. A. Tunel o zmiennej gęstości. 2. Waszyngton, tunel ⌀ = 8 stóp. 3. Royal Aircraft Establishment, Anglja, tunel ⌀ = 4 stopy. 4. N. A. C. A., tunel ⌀ = 5 stóp. 5. Massachusetts Institute of Technology, tunel ⌀ = 7·5 stóp. 6. Massachusetts Institute of Technology, tunel ⌀ = 4 stopy. 7. National Physical Laboratory, tunel ⌀ = 7 stóp. 8. United States Bureau of Standards, tunel ⌀ = 10 stóp. 9. United States Bureau of Standards, tunel ⌀ = 3 stopy. Wszystkie krzywe z wyjątkiem 1. mieszczą się pomiędzy prostemi odpowiadającemi prawu oporu cienkich płaskich płyt przy warstwie przyściennej laminarnej względnie burzliwej.*

bardziej do wartości określonych przez górną prostą dla płyty. Jeśli zatem wyniki pomiarów na modelach balonów-sterowców, wzgl. ciał obrotowych o kształcie linji prądu, mają być przenoszone na warunki rzeczywiste przy dużych liczbach Reynolds'a, to należy przedewszystkiem zwrócić baczną uwagę na wielkość rzędu liczby Reynolds'a stosowanej przy pomiarach, przy równoczesnej kontroli stopnia burzliwości strugi w tunelu, tudzież pozatem jakości powierzchni modelu. W innym wypadku stosowanie wyników pomiarów modelowych jest więcej niż problematyczne.

8. Wpływ efektu skalowego, burzliwości strugi i chropowatości powierzchni na wyniki pomiarów profili lotniczych.

Przytoczone dotychczas przykłady dotyczą wypadków oporu ciał niedających wyporu aerodynamicznego. Jakkolwiek wydaje się, że wypadki te są stosunkowo proste, to jednak zjawiska, będące następstwem założonych opływów są nader skomplikowane i wrażliwe na przejawy burzliwości strugi i gładkości względnie chropowatości powierzchni i to w różnym stopniu zależnie od wielkości liczby Reynolds'a. Jeżeli natomiast przy opływie ciał występuje prócz oporu wypór aerodynamiczny, to nietrudno przewidzieć, że ustalenie praw, obejmujących zmiany spółczynników sił aerodynamicznych ze zmianą liczby Reynolds'a, stopnia burzliwości strugi, jakością powierzchni i t. d. jest rzeczą bardzo trudną.

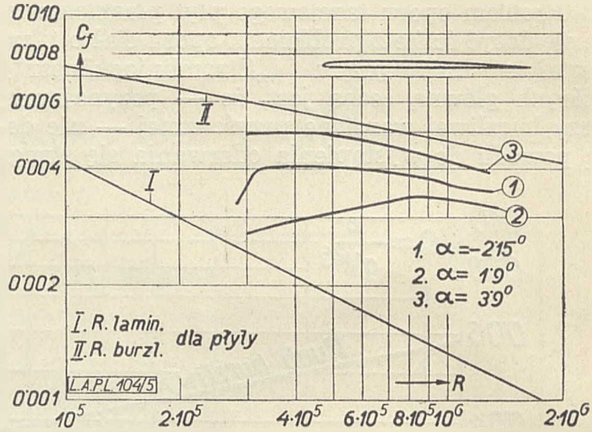
Poruszona powyżej trudność nie miałaby może tak wielkiej doniosłości praktycznej, gdyby nie dosyć częsta konieczność przeprowadzania pomiarów aerodynamicznych na modelach konstrukcyj lotniczych w tunelach przy małej stosunkowo liczbie Reynolds'a. Należy bowiem uświadomić sobie, że w warunkach rzeczywistych t. j. w locie osiągamy wartości liczby Reynolds'a rzędu 10^6 i 10^7, podczas gdy pomiary tunelowe przeprowadza się bardzo często przy liczbie Reynolds'a rzędu 10^5 i dochodzi się do liczy Reynolds'a rzędu 10^6 w największych istniejących dotąd tunelach. Należy przytem zaznaczyć, że wielkość liczby Reynolds'a odnosi się do głębokości płata samolotu, wobec czego wielkość R zależy w dużej mierze przy danej strudze tunelu od wydłużenia płatów.

Zwróćmy obecnie uwagę na zachowanie się samego tylko profilu płata w różnorakich warunkach aerodynamicznych i rozpatrzmy oddzielnie zachowanie się poszczególnych parametrów określających jego własności.

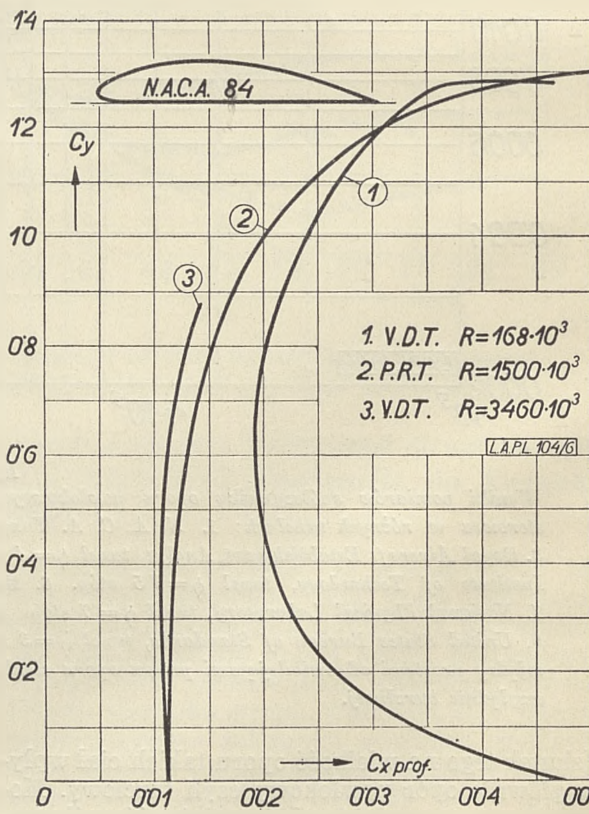
a) Wpływ na wielkość spółczynnika oporu c_x.

Jednym z zasadniczych parametrów jest wielkość c_x spółczynnika oporu profilu. Na wielkość tego oporu składają się: opór indukowany skrzydła, opór ciśnienia i opór tarcia t. zw. powłokowego. Przy skrzydłach o cienkim stosunkowo profilu opór profilowy, utworzony ze sumy oporu ciśnienia i tarcia, zależy przy małych kątach natarcia w bardzo dużej mierze od wielkości oporu tarcia, gdyż opór ciśnienia jest bardzo mały.

Pomiary wykazują, że zależność spółczynnika c_f oporu tarciowego profilu od liczby Reynolds'a jest w takich wypadkach bardzo zbliżona do prawa oporu tarciowego cienkich płaskich płyt, przedstawionego poprzednio.

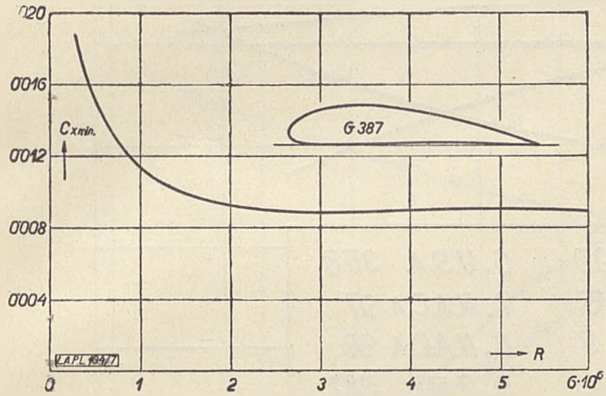


Ryc. 5.
Zależność spółczynnika oporu powłokowego (tarciowego) dla cienkiego profilu przy małych kątach natarcia od liczby Reynolds'a. Krzywe 1, 2, 3 leżą pomiędzy prostemi (wykresy w skali logarytmicznej) odpowiadającemi prawu oporu powłokowego dla płaskich płyt przy ruchu laminarnym (I) wzgl. burzliwym (II).



Ryc. 6.
Wpływ zmiany liczby Reynolds'a na wielkość spółczynnika oporu profilowego profilu grubego. Porównać wielkości $c_{x\,prof}$ przy $c_y = 0$ wzgl. przy małych c_y. Krzywe 1 i 3 są wynikiem z pomiarów w tunelu o zmiennej gęstości (V. D. T.), krzywa 2 pochodzi z tunelu dla badania śmigieł (P. R. T.) N. A. C. A.

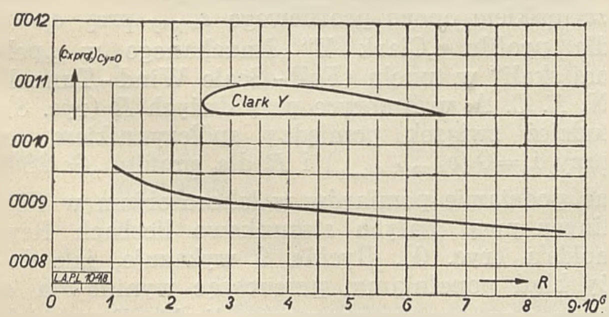
Jako przykład podajemy niektóre wyniki pomiarów w laboratorjum aerodynamicznem w Göttingen, przedstawione na ryc. 5. Widoczne jest, że krzywe zależności pomiędzy liczbą Reynolds'a i spółczynnikiem c_f odniesionym do całkowitej powierzchni płata, dla porównania z odnośnym spółczynnikiem dla płaskiej płyty, leżą dla różnych, ale małych, kątów natarcia pomiędzy prostemi (w wykresie logarytmicznym) odnoszącemi się do ruchu burzliwego i laminarne-



Ryc. 7.

Zależność spółczynnika oporu $c_{x\,min}$ od liczby Reynolds'a dla profilu G. 387 wedle pomiarów w tunelu o ściśnionem powietrzu (C. A. T.) w N. P. L. w Anglji. Zwrócić uwagę na duże zmiany $c_{x\,min}$ poniżej $R = \sim 2.10^6$.

go w warstwie przyściennej płaskiej płyty. Wyznaczone krzywe wykazują tendencję do zbliżania się do prostej dla ruchu burzliwego dla płyty przy liczbach Reynolds'a większych od $R = 10^6$. Przy wyznaczaniu zatem spółczynników oporu dla cienkich profili należy stosować $R > 10^6$, jeżeli otrzymane wartości spółczynników mają zbliżać się do warunków rzeczywistych w locie. W przeciwnym bowiem wypadku pomiary odbywają się w zakresie liczb R, odpowia-

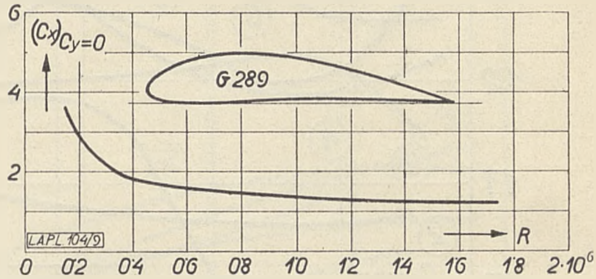


Ryc. 8.

Związek pomiędzy spółczynnikiem oporu profilowego przy $c_y = 0$ i liczbą Reynolds'a dla profilu Clark Y wedle pomiarów w tunelu o pełnej skali (F. S. T.) N. A. C. A. (przekrój strugi eliptyczny o wymiarach 60×30 stóp, moc 8.000 K. M.).

dających przejściu z warstwy przyściennej laminarnej do burzliwej, wskutek czego, z powodu dużej wrażliwości tego przebiegu na stopień burzliwości strugi zewnętrznej, występuje duża rozbieżność wyników.

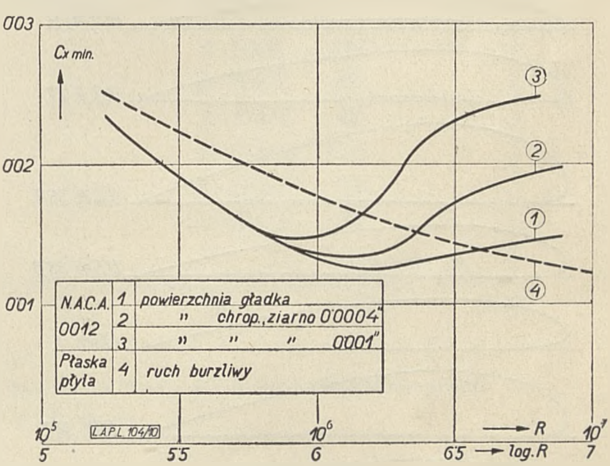
Przy profilach grubych na opór profilowy wpływa zarówno opór tarciowy jak i opór ciśnienia. Celem okazania, jaki może być wpływ wielkości liczby Reynolds'a na wyniki pomiarów spółczynnika oporu profilowego $c_{x\,prof}$ danego profilu, przytaczamy wyniki pomiarów na profilu „N. A. C. A. 84", przeprowadzonych w tunelu o zmiennej gęstości (Variable Density Tunnel)



Ryc. 9.

Zmiana spółczynnika oporu $(c_x)_{c_y=0}$ z liczbą Reynolds'a dla profilu G. 289 na podstawie pomiarów instytutu aerodynamicznego w Göttingen (Aerodynamische Versuchsanstalt zu Göttingen). Duży wzrost $(c_x)_{c_y=0}$ z ubytkiem R przy małych liczbach Reynolds'a.

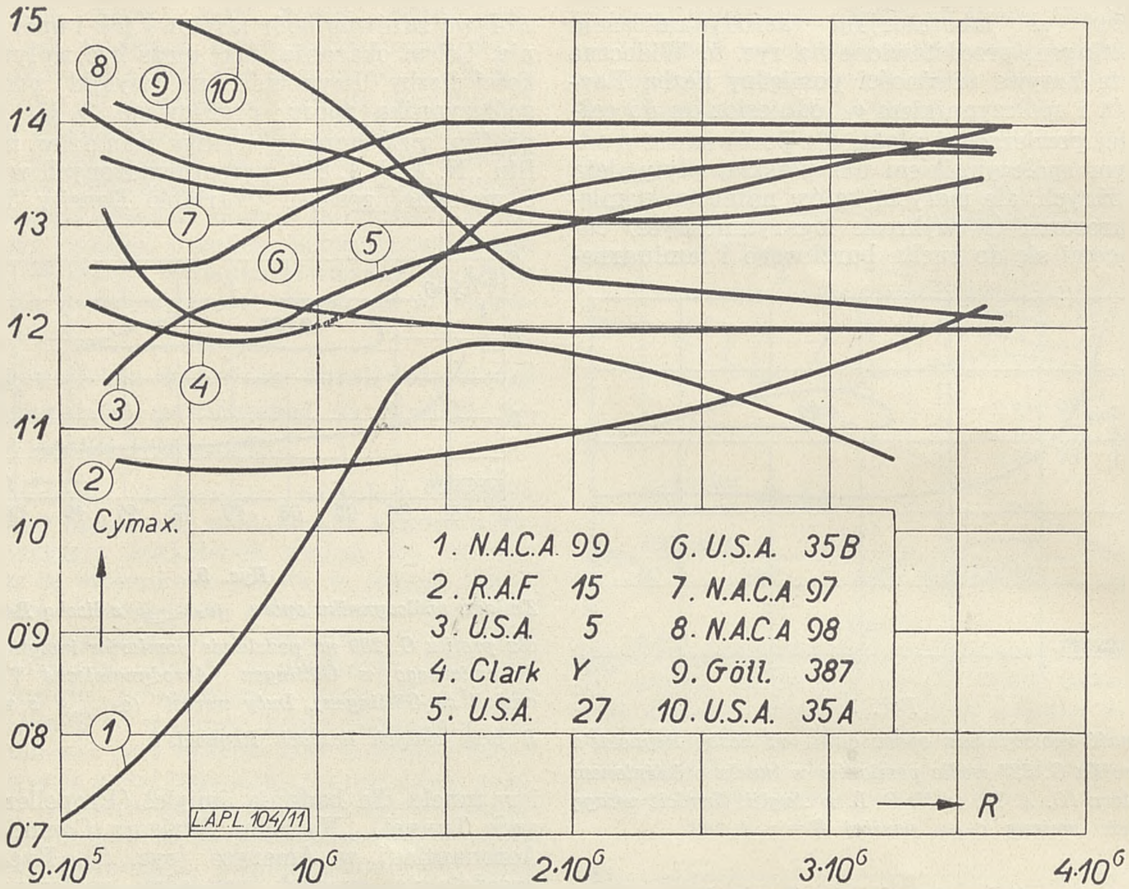
i w tunelu dla badania śmigieł (Propeller Research Tunnel) „National Advisory Committe for Aeronautics" w Ameryce (ryc. 6). Rycina ta przedstawia związek pomiędzy spółczynnikiem oporu profilowego $c_{x\,prof}$ i spółczynnikiem wyporu c_y dla różnych liczb Reynolds'a. Różnica wartości $c_{x\,prof}$ dla zerowego wzgl. dla małych c_y jest bardzo pokaźna. Przenoszenie wprost wyników otrzymanych na modelach przy liczbie Reynolds'a rzędu 10^5 na warunki rzeczywiste jest w danym wypadku niedozwolone!



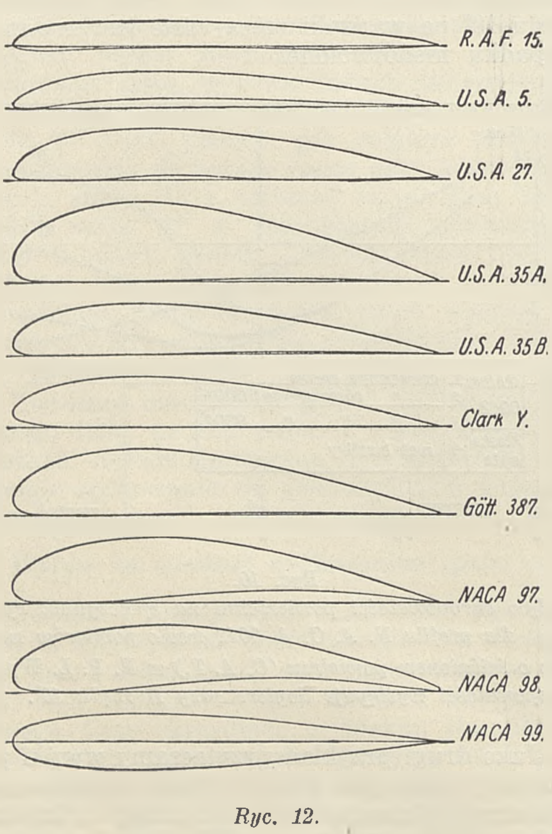
Ryc. 10.

Wpływ chropowatości powierzchni na spółczynnik oporu $c_{x\,min}$ dla profilu N. A. C. A. 0012 wedle pomiarów w tunelu o ściśnionem powietrzu (C. A. T.) w N. P. L. Wpływ chropowatości występuje dopiero przy R rzędu 10^6.

Jako drugi przykład przytaczamy wyniki pomiarów profilu „G. 387" w tunelu o ściśnionem powietrzu (Compressed Air Tunnel) „National Physical Laboratory" w Anglji. Ryc. 7 przedsta-



Ryc. 11.
Zależność spółczynnika $c_{y\,max}$ największego wyporu od liczby Reynolds'a dla podanych profili wedle badań w tunelu o zmiennej gęstości N. A. C. A.



Ryc. 12.
Zespół profili, których wyniki podaje ryc. 11.

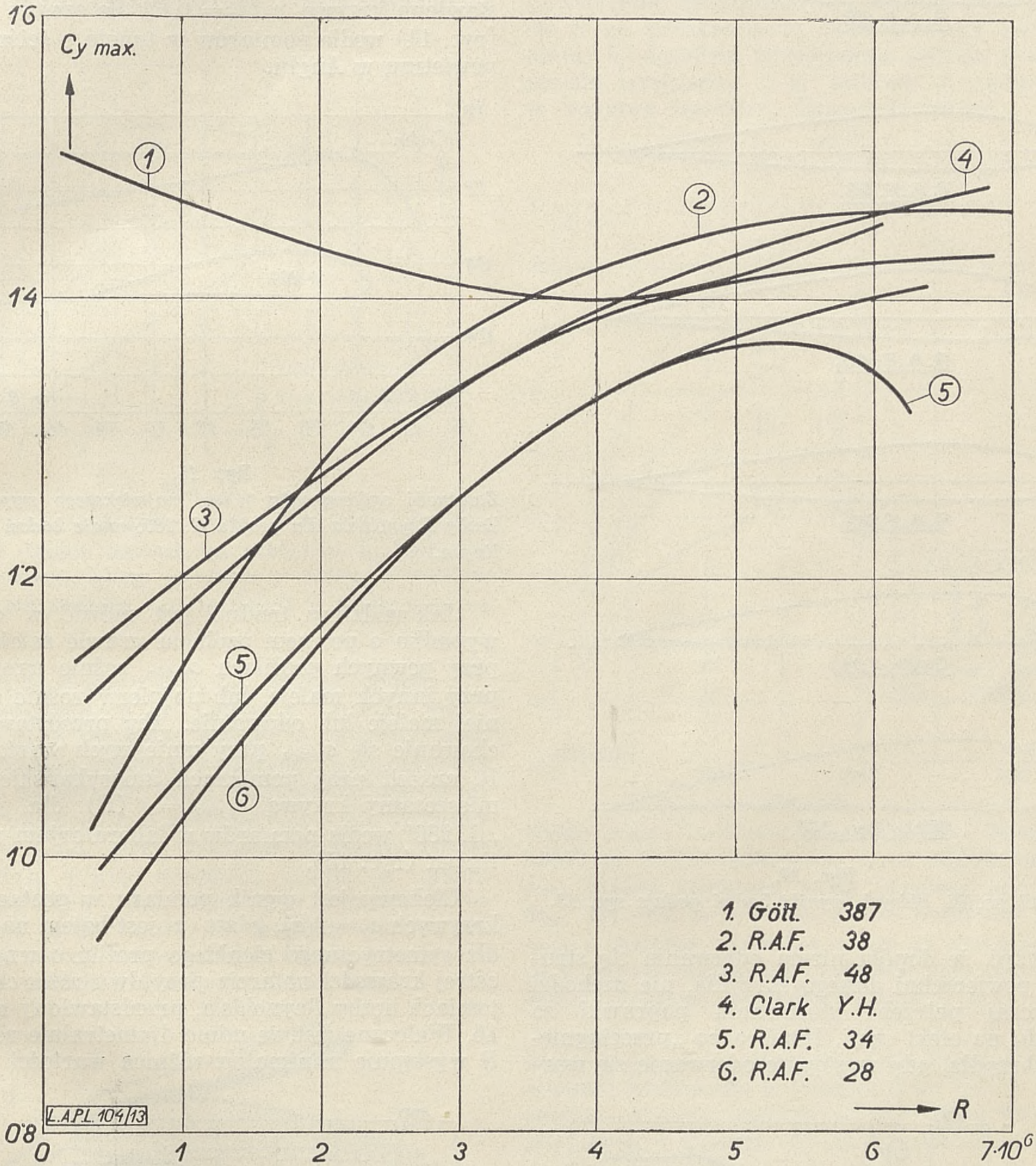
wia zależność pomiędzy $c_{x\,min}$ i R dla wymienionego profilu. Widoczne jest, że dopiero począwszy od R rzędu 2.10^6 wartość $c_{x\,min}$ zmienia się nieznacznie z R.

Z kolei podajemy zależność pomiędzy spółczynnikiem oporu profilowego $c_{x\,prof}$ przy $c_y = 0$ dla profilu „Clark Y" dmuchanego w „pełnej skali" w tunelu (Full - Scale Wind - Tunnel) N. A. C. A. w Ameryce przy dużych R (ryc. 8), tudzież związek pomiędzy spółczynnikiem c_x przy $c_y = 0$ ($c_{x\,prof.\,c_y=0}$) i R dla profilu „G. 289" na podstawie pomiarów w laboratorjum w Göttingen przy małych stosunkowo liczbach Reynolds'a (ryc. 9). Rycina 9 wykazuje, jak duży błąd popełniamy, przenosząc wyniki dla c_x przy $c_y = 0$, otrzymane przy liczbie Reynolds'a równej np. $1{\cdot}4.10^5$, na warunki rzeczywiste.

Celem wykazania wpływu chropowatości powierzchni skrzydła na wielkość oporu podajemy krzywe zależności pomiędzy $c_{x\,min}$ i R dla profilu „NACA 0012" wedle pomiarów w tunelu o ściśnionem powietrzu w Anglji (ryc. 10). Widoczne jest, że powierzchnie bardziej chropowate wykazują większe $c_{x\,min}$ przy równych zresztą warunkach, a pozatem, że wpływ chropowatości nie objawia się przy $R < 10^6$. Wobec tego przy pomiarach przeprowadzanych w t. zw. małych tunelach nie jest możliwe wykrycie tego wpływu.

Przypominamy, że podobne zjawisko omawialiśmy już przy oporze z powodu przepływu cieczy przez rury gładkie i chropowate. Podobnie jak przy rurach, krzywe dla powierzchni bardziej chropowatych odrywają się wcześniej od krzywej dla powierzchni gładkiej aniżeli krzywe dla powierzchni mniej chropowatych.

szcza współistnienie dwu warstw, a mianowicie laminarnej na przedniej części i burzliwej na tylnej, powodują wystąpienie zgoła odmiennej wartości spółczynnika oporu, aniżeli w locie. Ponadto wartości spółczynników, otrzymanych w różnych tunelach, nie mogą odpowiadać sobie przy małych liczbach Reynolds'a z po-



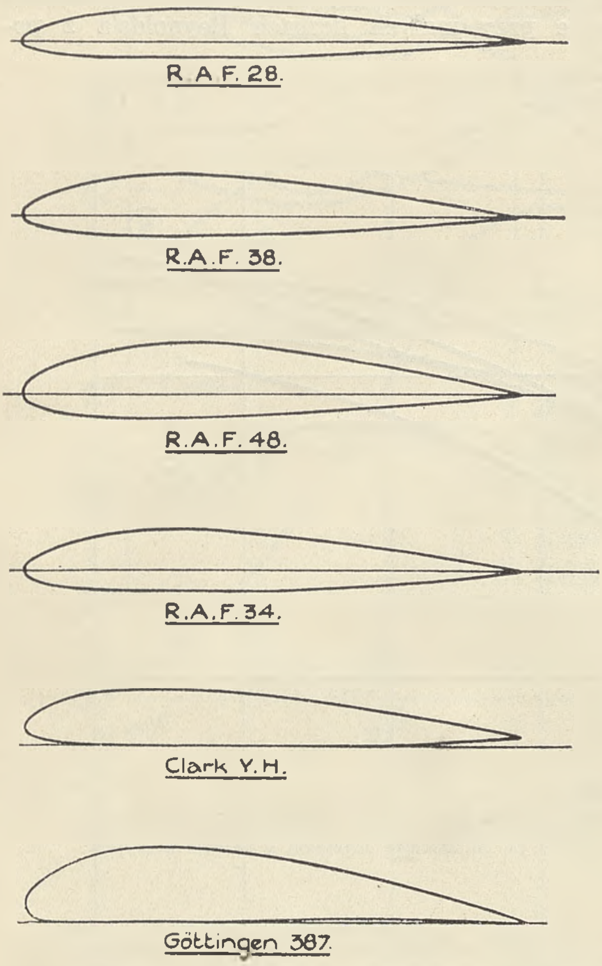
Ryc. 13.
Krzywe zależności spółczynnika $c_{y\,max}$ największego wyporu od liczby Reynolds'a dla sześciu profili otrzymane z badań w tunelu o ściśnionem powietrzu w N. P. L.

Z przytoczonych powyżej przykładów wynika jasno, że stosowanie wyników pomiarów spółczynnika oporu skrzydeł lotniczych, otrzymanych w tunelach aerodynamicznych, do warunków w locie może być tylko wtedy możliwe, jeśli wartość liczby Reynolds'a stosowanej przy pomiarach zbliża się dostatecznie do wartości liczby Reynolds'a w locie, względnie jest dostatecznie duża. W innym bowiem wypadku, t. j. przy stosunkowo małej wartości liczby Reynolds'a, inne warunki w warstwie przyściennej, a zwła-

wodu wpływu stopnia burzliwości strugi na punkt przejścia warstwy laminarnej w burzliwą, a tem samem na wartość spółczynnika oporu. Po przekroczeniu pewnej wartości R, przy której warstwa przyścienna przechodzi wzdłuż całej długości profilu w warstwę burzliwą, wpływ stopnia burzliwości strugi zewnętrznej na tę warstwę jest bardzo mały. Pozatem wpływ chropowatości występuje dopiero przy stosunkowo dużych liczbach Reynolds'a.

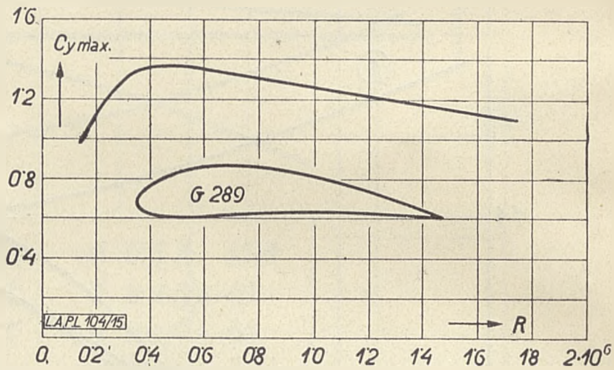
b) Wpływ na wielkość spółczynnika wyporu c_y.

Przechodząc obecnie do wyznaczania warunków przenoszenia spółczynników wyporu c_y skrzydła z modelu na rzeczywistość, musimy



Ryc. 14.
Zespół profili, których wyniki badań podaje ryc. 13.

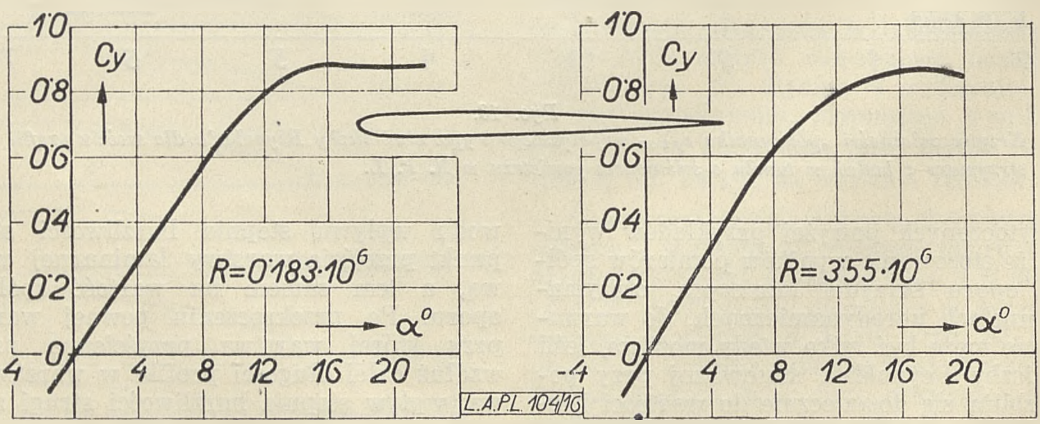
zaznaczyć, że dopóki niema oderwania się strugi od powierzchni danego skrzydła, nie zachodzi zazwyczaj potrzeba stosowania poprawki ze względu na efekt skali. Dopiero po „przeciągnięciu" skrzydła, gdy występuje oderwanie się warstwy przyściennej, występują różne wartości $c_{y\,max}$ zależnie od liczby Reynolds'a, stopnia burzliwości strugi i chropowatości powierzchni. Ryc. 11 podaje niektóre wyniki badań, określające zależność między $c_{y\,max}$ i R dla zespołu profili (ryc. 12); badania te przeprowadzono w tunelu o zmiennej gęstości w Ameryce. Na ryc. 13 zestawiono krzywe $c_{y\,max} = f(R)$ dla sześciu profili (ryc. 14) wedle pomiarów w tunelu o ściśnionem powietrzu w Anglji.



Ryc. 15.
Zależność spółczynnika $c_{y\,max}$ największego wyporu od liczby Reynolds'a dla profilu G. 289. wedle badań w Göttingen.

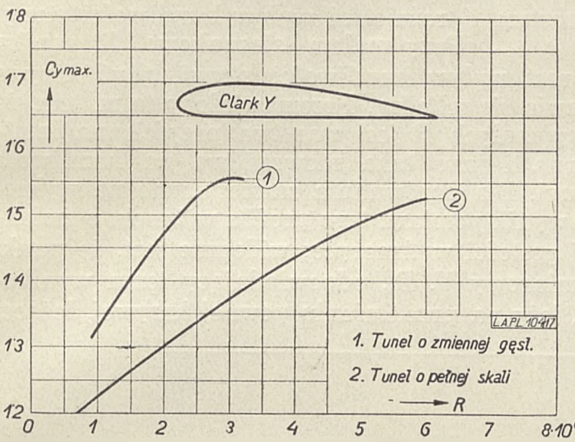
Jak widzimy, trudno jest mówić w danym wypadku o pewnem ogólnem prawie zależności; przy pewnych profilach $c_{y\,max}$ rośnie wraz z R, przy innych maleje, lub najpierw rośnie a później maleje lub odwrotnie. Aby przedstawić zachowanie się $c_{y\,max}$ przy mniejszych wartościach R, aniżeli przy pomiarach amerykańskich, zamieszczamy krzywą $c_{y\,max} = f(R)$ dla profilu „G. 289" wedle pomiarów w laboratorjum w Göttingen (ryc. 15).

Ciekawy jest wynik pomiaru w postaci dwu krzywych $c_y = f(\alpha)$, gdzie (α) jest kątem natarcia, dla symetrycznego cienkiego profilu o względnie ostrej krawędzi natarcia przy dwu różnych wartościach liczby Reynolds'a, przedstawiony na ryc. 16. Widoczne jest, że mimo djametralnie różnych R występuje minimalna różnica wartości $c_{y\,max}$.



Ryc. 16.
„Efekt skali" przy cienkim symetrycznym profilu o względnie krawędzi natarcia ostrej nie jest prawie widoczny.

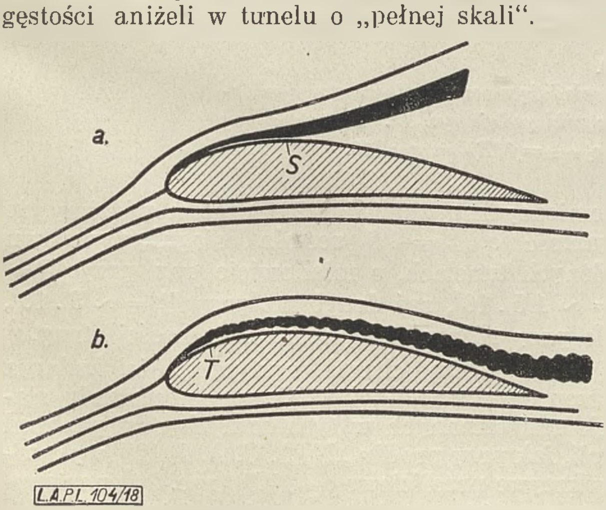
Możnaby przypuścić, że wartość liczby Reynolds'a R odniesiona do długości cięciwy profilu, czyli do głębokości płata, powinna być w danym wypadku zastąpiona przez inną wartość liczby Reynolds'a np. odniesioną do promienia krzywizny krawędzi natarcia lub t. p., któraby była bardziej miarodajną dla przebiegu związanego z oderwaniem się strugi, a więc z wartością $c_{y\,max}$.



Ryc. 17.

Krzywe $c_{y\,max} = f(R)$ dla profilu Clark Y, otrzymane w dwóch różnych tunelach, nie pokrywają się, gdyż stopień burzliwości strugi powietrza w tunelu o zmiennej gęstości jest znacznie większy aniżeli w tunelu o pełnej skali.

Wyniki pomiarów $c_{y\,max}$ profilu „Clark Y", przeprowadzonych w tunelu o „pełnej skali" i w tunelu o zmiennej gęstości w Ameryce (ryc. 17), wykazują dobitnie, że wartość $c_{y\,max}$ nie zależy tylko od wartości liczby Reynolds'a, gdyż w tunelu o zmiennej gęstości otrzymuje się określone wartości $c_{y\,max}$ przy znacznie mniejszej liczbie Reynolds'a, a więc wcześniej, aniżeli w tunelu o „pełnej skali". Jak zobaczymy później, powodem tego stanu rzeczy jest większy stopień burzliwości strugi zewnętrznej w tunelu o zmiennej gęstości aniżeli w tunelu o „pełnej skali".

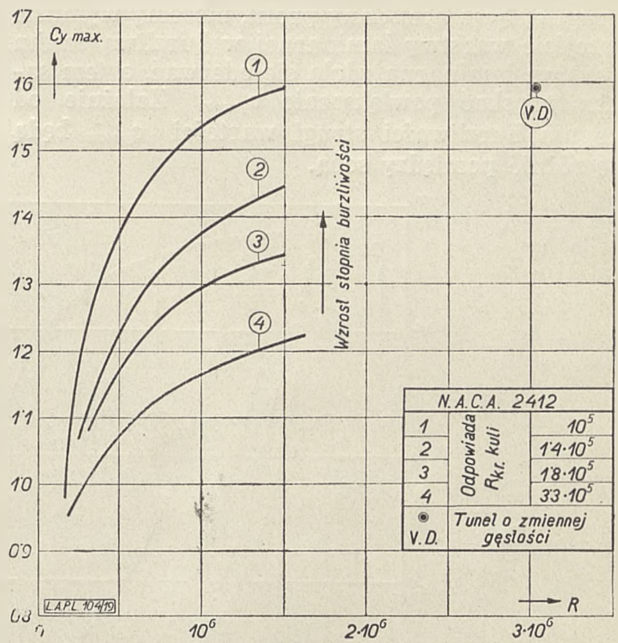


Ryc. 18.

Dwa zasadnicze wypadki opływu profilu: a) warstwa przyścienna jest laminarna i odrywa się w miejscu S; b) warstwa przyścienna jest laminarna aż do miejsca T, poczem przechodzi w warstwę burzliwą.

Na podstawie przedstawionych wyników badań można się spodziewać, że wytłumaczenia zmienności wartości $c_{y\,max}$ należy szukać w zachowaniu się warstwy przyściennej na górnej powierzchni płata. Zwróćmy za Kármán'em i Millikan'em uwagę na dwa zasadnicze wypadki opływu profilu (ryc. 18): *a)* warstwa przyścienna jest laminarną i odrywa się w punkcie S po przekroczeniu pewnego kąta natarcia płata; *b)* warstwa przyścienna jest na przodzie profilu laminarna i w punkcie T przechodzi w warstwę burzliwą. Oznaczmy przez

$$R_{\delta s} = \frac{u_s \delta_s}{\nu}$$



Ryc. 19.

Wpływ stopnia burzliwości strugi w tunelu i liczby Reynolds'a na wartość spółczynnika $c_{y\,max}$ największego wyporu. Stopień burzliwości strugi określony jest przez R_{kryt} dla kuli. Ze wzrostem stopnia burzliwości rośnie $c_{y\,max}$, przyczem wpływ ten zanika ze zmniejszającem się R. Pomiary wykonane w „California Institute of Technology" (Pasadena) na profilu N. A. C. A. 2412.

liczbę Reynolds'a odniesioną do warstwy przyściennej laminarnej w punkcie S na ryc. *a*, przyczem u_s oznacza szybkość strugi tuż za warstwą laminarną w punkcie S, zaś δ_s grubość warstwy przyściennej w tem samem miejscu (punkt oderwania). Analogicznie oznaczmy przez

$$R_{\delta c} = \frac{u_c \delta_c}{\nu}$$

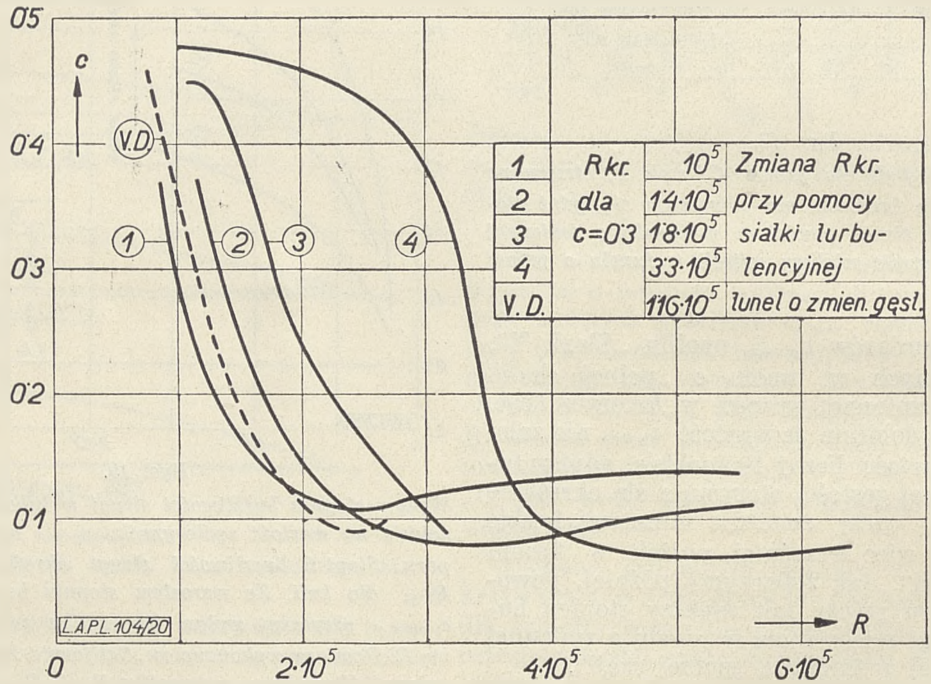
liczbę Reynolds'a odniesioną do miejsca przejścia T na ryc. *b* warstwy laminarnej w warstwę burzliwą, gdzie u_c i δ_c wyrażają analogicznie szybkość strugi tuż za warstwą i grubość warstwy w miejscu T.

Przy opływie danego profilu mogą zajść następujące wypadki: Jeżeli $R_{\delta s} < R_{\delta c}$, to oderwanie się laminarnej warstwy przyściennej wystąpi wcześniej zanim utworzy się burzliwa warstwa przyścienna. Jeśli natomiast $R_{\delta s} > R_{\delta c}$, to laminarna warstwa przyścienna przechodzi

w burzliwą zanim laminarna warstwa zdoła się oderwać. Ponieważ warstwa burzliwa przesuwa się łatwiej w strefę wzrastającego ciśnienia, przylega ona wzdłuż dłuższej drogi na górnej powierzchni płata aniżeli warstwa laminarna, wskutek czego oderwanie nastąpi bliżej tylnej krawędzi, czyli spółczynnik $c_{y\,max}$ będzie większy aniżeli w wypadku warstwy laminarnej.

Jak już wspomniano przy omawianiu oporu tarciowego płyt, burzliwa warstwa przyścienna jest bardzo wrażliwą na stopień burzliwości strugi zewnętrznej, a mianowicie wartość $R_{\delta c}$ zmniejsza się wraz ze wzrostem stopnia burzliwości strugi. Wskutek tego, zwiększając burzliwość strugi opływającej dany profil, możemy wymusić przejście warstwy laminarnej w burzliwą zanim warstwa laminarna zdoła się oderwać, a tem samem uzyskać powiększenie $c_{y\,max}$. Zależnie od stopnia burzliwości strugi wartości $c_{y\,max}$ będą się różnić pomiędzy sobą.

modelem siatki (grid) z drutów ułożonych równolegle, przyczem zależnie od odległości siatki od modelu uzyskiwano różny stopień burzliwości strugi. Stopień burzliwości określano przez wartość krytycznej liczby Reynolds'a dla kuli, t. j. liczby Reynolds'a, przy której spółczynnik oporu kuli $c = 0{,}3$. Widoczne jest, że dla danego profilu $c_{y\,max}$ rośnie wraz z liczbą Reynolds'a i stopniem burzliwości strugi. Pozatem widzimy, że ze wzrostem R rośnie też wpływ burzliwości strugi na $c_{y\,max}$. Przy małem stosunkowo R zanika wprost wpływ burzliwości strugi, gdyż krzywe prawie się schodzą. Przemawiałoby to za tem, że przy małych R jest warstwa przyścienna laminarna i jako taka niewrażliwa na burzliwość strugi. Dla porównania zamieszczono na wykresie wynik pomiaru tego profilu w tunelu o zmiennej gęstości w Ameryce; widoczne jest, że punkt pomiarowy *V. D.*, odpowiadający temu wynikowi, leży na przedłużeniu pewnej krzywej, leżącej



Ryc. 20.

Krzywe przejściowe $c = f(R)$ dla kuli, odpowiadające poszczególnym stopniom burzliwości strugi przy pomiarach, których wyniki podaje ryc. 19. Następują one po sobie w tej samej kolejności jak krzywe $c_{y\,max} = f(R)$ na ryc. 19.

Położenie punktu S na profilu nie zależy od wielkości liczby Reynolds'a odniesionej do profilu, gdyż, jak wiadomo, miejsce oderwania się warstwy laminarnej jest niezależne od R, natomiast punkt T przesuwa się wraz ze wzrostem R ku przodowi. Ponieważ bowiem $R_{\delta c}$ jest niezależne od R, przeto przez powiększenie np. u_c osiągamy $R_{\delta c}$ przy mniejszem δ_c, a zatem wcześniej, czyli bliżej krawędzi natarcia.

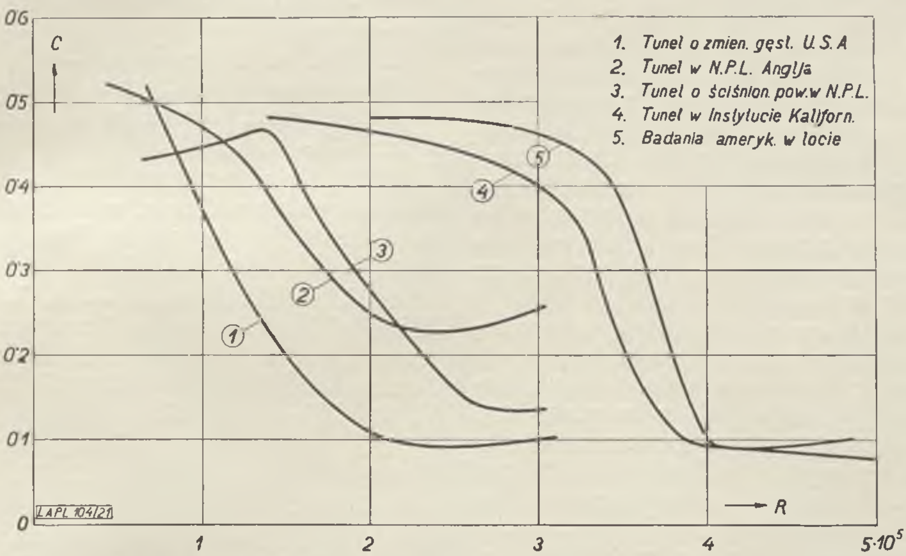
Wpływ stopnia burzliwości strugi i liczby Reynolds'a na wartość $c_{y\,max}$ dla profilu „N. A. C. A. 2412" przedstawia ryc. 19. Badania te zostały przeprowadzone w tunelu „California Institute of Technology" (Pasadena) pod kierownictwem K á r m á n'a. Burzliwość strugi w tunelu zmieniano sztucznie przez umieszczanie przed

pomiędzy krzywemi 1 i 2. Pozatem widzimy, że wartość $c_{y\,max} = 1{,}6$ została osiągnięta w dwu różnych tunelach, a mianowicie raz przy $R = \sim 1{,}5 \,.\, 10^6$, zaś drugi raz przy $R = \sim 3 \,.\, 10^6$, ale przy różnych stopniach burzliwości strug.

Jest rzeczą charakterystyczną, że badania przeprowadzone na kuli przy zastosowaniu siatek umieszczanych w tych samych odstępach od kuli, jak przy profilu „N. A. C. A. 2412", wykazały krzywe przejściowe $c = f(R)$ (ryc. 20) następujące po sobie w tej samej kolejności, jak krzywe $c_{y\,max} = f(R)$ na ryc. 19. Pozatem krzywa, odpowiadająca badaniu kuli w tunelu o zmiennej gęstości, przebiega właśnie pomiędzy krzywemi 1 i 2 odpowiednio do położenia punktu *V. D.* pomiędzy krzywemi 1 i 2 na ryc. 19. Nie należy

jednak tego faktu generalizować, gdyż np. badania porównawcze przeprowadzone nad wynikami pomiarów $c_{y\,max}$ w tunelu kalifornijskim i w tunelu o sprężonem powietrzu w Anglji wykazały, że wpływ stopnia burzliwości strugi na krytyczną wartość liczby Reynolds'a przy oporze kuli nie jest na ogół biorąc zawsze taki sam, jak wpływ tego samego stopnia burzliwości strugi na inne krytyczne aerodynamiczne fenomena.

stwy przyściennej, aniżeli przy gładkiej powierzchni, zwłaszcza przy dużych R, wskutek czego maleje wartość $c_{y\,max}$. Jest rzeczą charakterystyczną, że przy małej stosunkowo liczbie Reynolds'a wpływ chropowatości prawie że zanika. Pozostaje to w związku z faktem, że przy małych liczbach Reynolds'a odrywa się laminarna warstwa przyścienna, niepodlegająca wpływowi chropowatości powierzchni. Wobec tego w zwyczajnych

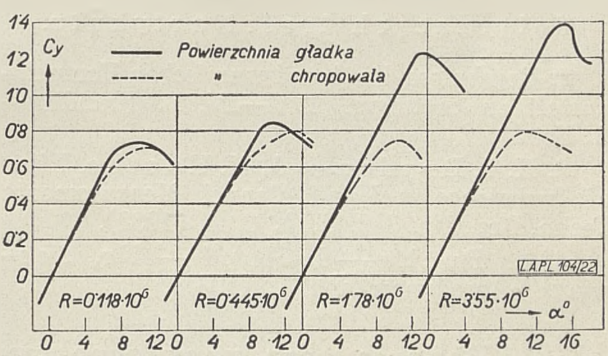


Ryc. 21.
Krzywe przejściowe c = f (R) dla kuli, określające stopień burzliwości strugi w podanych tunelach i w powietrzu atmosferycznem w czasie lotu. Najmniejszy stopień burzliwości odpowiada krzywej 5 (wolna atmosfera), największy krzywej 1 (amerykański tunel o zmiennej gęstości).

Z przytoczonego na ryc. 19 przykładu widzimy, że nawet przy liczbie Reynolds'a, odpowiadającej warunkom lotu, występuje w tunelu aerodynamicznym znaczny wpływ burzliwości strugi, zmieniający wartości $c_{y\,max}$. Zachodzi zatem pytanie, jaki jest stopień burzliwości powietrza atmosferycznego w locie? Kármán przeprowadził pomiary krzywej przejściowej dla kuli umieszczonej na samolocie, aby uzyskać porównanie do badań tunelowych i odpowiedzieć na postawione wyżej pytanie. Okazało się (ryc. 21), że burzliwość powietrza atmosferycznego, nawet przy złej pogodzie lub w pobliżu ziemi, mierzona przy pomocy kuli, jest niezwykle mała i napewno mniejsza aniżeli w jakimś tunelu aerodynamicznym. Nie wynika z tego bynajmniej, że w powietrzu niema żadnych zaburzeń, tylko że prawdopodobnie ich skala jest tak duża, że nie przenikają one do warstwy przyściennej kuli o małej stosunkowo średnicy.

Wpływ chropowatości górnej powierzchni płata na wartość $c_{y\,max}$ przy różnych liczbach Reynolds'a na podstawie badań amerykańskich przedstawia ryc. 22. Widoczne jest, że z powodu chropowatości powierzchni $c_{y\,max}$ ulega przy wzrastającem R nieznacznym tylko zmianom, podczas gdy przy gładkiej powierzchni $c_{y\,max}$ rośnie wraz z R przy odnośnym profilu bardzo silnie. Powodem tego stanu rzeczy przy chropowatej powierzchni jest zapewne pobudzenie i zarazem wcześniejsze oderwanie się burzliwej war-

małych tunelach, zwłaszcza przy dużych wydłużeniach płatów, nie jest możliwe wykrycie tego efektu.



Ryc. 22.
Wpływ chropowatości górnej powierzchni płata na wartość $c_{y\,max}$ przy różnych liczbach Reynolds'a wedle pomiarów N. A. C. A. Wpływ ten zanika przy małych stosunkowo wartościach R.

9. Konkluzja.

Zestawiliśmy krótki przegląd trudności i wyjaśnień problemów, stanowiących treść badań współczesnych pracowni aerodynamicznych. Podaliśmy treść życia współczesnego badacza zjawisk aerodynamicznych, na którą składa się boleść i radość, rozczarowanie i nadzieja. Należy jednak mimo wszystko stwierdzić, że zrobiono po-

ważny krok naprzód na drodze do prawdy; nasze dzisiejsze poznanie różni się wielce od „wczorajszej“ nieświadomości.

Poznanie to zawdzięczamy w dużej mierze badaniom w tunelach, dozwalających na osiągnięcie dużej liczby Reynolds'a zbliżonej do warunków w locie. Budowa takich tuneli powinna być hasłem dnia, jeżeli charakterystyki konstrukcyj lotniczych, uzyskane w laboratorjum, mają odpowiadać rzeczywistości w locie.

Współzjawisku burzliwości strugi w tunelach aerodynamicznych należy poświęcić jak najbaczniejszą uwagę. Należy zdążać do zbliżenia stopnia burzliwości w tunelu do stopnia burzliwości w powietrzu w czasie lotu, zaś w każdym razie uzgodnić stopień burzliwości w różnych tunelach celem umożliwienia porównywania wyników. Konieczne jest przeprowadzanie pomiarów w locie celem wykrycia zgodności względnie rozbieżności pomiędzy doświadczeniem w laboratorjum i rzeczywistością w locie.

W końcu krótka uwaga w sprawie użyteczności wyników badań w małych tunelach: Jakkolwiek dla przemysłu lotniczego badania te nie dostarczały naogół wyników, które mogłyby być wprost zastosowane dla celów praktycznych, to jednak nie da się zaprzeczyć, że posiadają one doniosłą wartość naukową, gdyż dozwalają na głębsze wniknięcie w istotę zjawisk aerodynamicznych, rozszerzając zakres krzywych zależności w stronę małych liczb Reynolds'a. Dlatego też powinny one być nadal prowadzone dla celów naukowych. Trudno bowiem wymagać, aby tunel aerodynamiczny stał się jedynie automatem, który za pociśnięciem guzika wyrzuca gotowe wyniki dla konstruktora; naukowa ciekawość sięga znacznie dalej i głębiej aniżeli ciekawość praktyki.

Wykaz niektórych prac

dotyczących treści artykułu.

1. Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, T. I—IV, L. Prandtl — A. Betz.

2. H. L. Dryden — A. M. Kuethe, Effect of Turbulence in Wind Tunnel Measurements, Techn. Rep. Nr. 342, N. A. C. A. (1930).

3. R. Fuchs — L. Hopf — Fr. Seewald, Aerodynamik, 1 T. (1934).

4. Ray W. Hooker, The Aerodynamic Characteristics of Aerofoils as Affected by Surface Roughness, N. A. C. A. Techn. Note 457 (1933).

5. E. Jacobs, Experimental Methods-Wind Tunnels, Part 2, Aerodynamic Theory, W. F. Durand, T. III (1935).

6. Th. v. Kármán, Some Aspect of the Turbulence Problem, Proc. of the Fourth Intern. Congress f. Appl. Mechanics, Cambridge, England (1935).

7. Th. v. Kármán — C. Millikan, A Theoretical Investigation of the Maximum-Lift Coefficient, Journ. of Appl. Mechanics, T. 2, str. 22—27. (1935).

8. H. Leaderman, The Fundamentals of Boundary Layer Theory, with Some Applications to Aircraft, Journ. of the Royal Aeronaut. Society, T. XL, Nr. 301. (1936).

9. C. B. Millikan — A. L. Klein, The Effect of Turbulence: An Investigation of Maximum-Lift Coefficient and Turbulence in Wind Tunnels and in Flight, Aircraft Engineering, T. V, str. 169—174. (1933).

10. L. Prandtl, Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung, V. D. I., 77. T., str. 105—114. (1933).

11. E. F. Relf, Results from the Compressed Air Tunnel, Journ. of the Royal Aeronaut. Society, T. XXXIX, Nr. 289. (1935).

12. E. F. Relf, Aeronautical Progress 1930—1936, Aircraft Engineering, T. VIII, Nr. 88. (1936).

13. E. F. Relf — R. Jones — A. H. Bell, Test of Six Aerofoil Sections at Various Reynolds Numbers in the Compressed Air Tunnel, Rep. and Memor., Nr. 1627. (1934).

14. G. B. Schubauer — H. L. Dryden, The Effect of Turbulence on the Drag of Flat Plates, Techn. Rep., Nr. 546, N. A. C. A. (1935).

15. R. Seiferth — A. Betz, Untersuchung von Flugzeugmodellen im Windkanal, Handb. d. Experimentalphysik, Wien — Harms, T. IV, cz. 2. (1932).

16. A. Silverstein, Scale Effect on Clark Y Airfoil Characteristics from N. A. C. A. Full-Scale Wind-Tunnel Test, Techn. Rep. Nr. 502. N. A. C. A. (1934).

Badania aerodynamiczne szybowca szkolnego „Wrona bis“ oraz porównanie z badaniami szybowca szkolnego „C. W. III“.

Essais aérodynamiques du planeur d'école „Wrona bis“ et leur comparaison avec les essais du planeur d'école „C. W. III“.

Ces essais, ensemble avec les données fournies par la pratique d'utilisation de ces planeurs, peuvent constituer une indication relative aux qualités aérodynamiques souhaitables des planeurs d'école.

La pratique de plusieurs années a démontré de très bonnes qualités du planeur „C. W. III“ lors de l'instruction du pilotage. On a donc adopté ses caractéristiques comme la base de comparaison avec le planeur „Wrona bis“.

Pour compléter les données, on donné l'influence du dièdre des ailes sur les caractéristiques aérodynamiques particulières.

La fig. 1 représente les résultats des mesures exécutées dans l'Institut Aérodynamique de Varsovie et les fig. 2, 3, 4, 5 représentent les résultats des mesures exécutées dans le Laboratoire Aérodynamique de l'Ecole Polytechnique de Lwów.

Naogół posiadamy nieznaczny materjał dotyczący badań aerodynamicznych szybowców szkolnych. Należy to tłumaczyć tem, że są one ze względu na swą niższą doskonałość mniej atrakcyjne od maszyn „rasowych“. Tymczasem gruntowne opracowanie własności aerodynamicznych szybowca szkolnego, na podstawie studjów na modelu szczególnie takich, jak stateczność, sterowność i inne cechy związane z pilotażem, są zagadnieniem conajmniej tej samej wagi, co dobre opracowanie konstrukcyjne.

W poszukiwaniu kryterjów, jakie własności aerodynamiczne powinien posiadać szybowiec szkolny, mogą być pomocne podane tutaj badania tunelowe (skala modelu 1 : 13) najpopularniejszego dziś naszego szybowca szkolnego „Wrona bis“, konstrukcji A. Kocjana. Wieloletnie użytkowanie tego typu w szkołach szybowcowych wykazało dostatecznie jego zalety i wady, które można tem lepiej skonfrontować z wnioskami jakie można uzyskać z badań aerodynamicznych.

Dla rozszerzenia materjału podstawowego przeprowadzono badania wspomnianego szybowca z płatami prostemi oraz ze skrzydłami ustawionemi w *V*. Pozatem dla porównania podajemy, na podstawie badań Instytutu Aerodynamicznego w Warszawie, niektóre dane odnośnie szybowca „C. W. III“ konstrukcji inż. Czerwińskiego (ryc. 1). Szybowiec ten dziś nie jest już używany. Charakterystyki jego mogą stanowić jednak o tyle cenny materjał dla porównań, iż maszyna ta zarówno przez instruktorów jak i uczniów pod względem pilotażowym była uważana za bardzo dobrą dla szkolenia początkowego. Obecnie zarysowuje się u nas pogląd, iż nie należy budować zbyt uniwersalnych maszyn szkolnych, a więc nadających się zarówno do szkolenia w lotach ślizgowych jak i żaglowych. Natomiast należy raczej używać nawet w szkoleniu początkowem 2 typów maszyn: I. szkolny jedynie dla nauki latania ślizgowego i II. szkolny dla treningu przed żaglowaniem i ewentualnie również do nauki żaglowania. Charakterystyki aerodynamiczne C. W. III (doskonałość może być lepszą) mogą stanowić pewne wytyczne właśnie dla I-go szkolnego typu.

Wyniki pomiarów przeprowadzonych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lw., przy zachowaniu oznaczeń i określeń stosowanych w poprzednich publikacjach, ujęto w następujące wykresy:

1). Ryc. 2/1. Biegunowa szybowca „Wrona bis“, biegunowa równowagi, krzywa momentów względem krawędzi natarcia.

Na wykresie tym widzimy, iż wpływ ułożenia skrzydeł w *V* przy $\delta = 2^0$ nie wykazuje wpływu na kształt biegunowej.

Przebieg biegunowej w okolicy dużych kątów natarcia jest płaski, co wskazuje na dobre trzymanie się szybowca w stanie przeciągniętym i brak naogół tendencji do samoczynnego przejścia w korkociąg (nie wyklucza to bynajmniej korkociągu przy błędach pilotażu jak np. przypadkowe wprowadzenie w korkociąg nogą). Porównując biegunową „Wrony bis“ z „C. W. III“ widzimy, iż ten ostatni szybowiec ma przebieg biegunowej również doskonale odpowiadający wspomnianym zaletom.

Ze względu na możność wykorzystywania do nauki szkolenia mniejszych wzniesień terenowych doskonałość bliską szybowca „Wrona bis“ należy uważać za bardziej godną polecenia nawet dla I szkolnego typu.

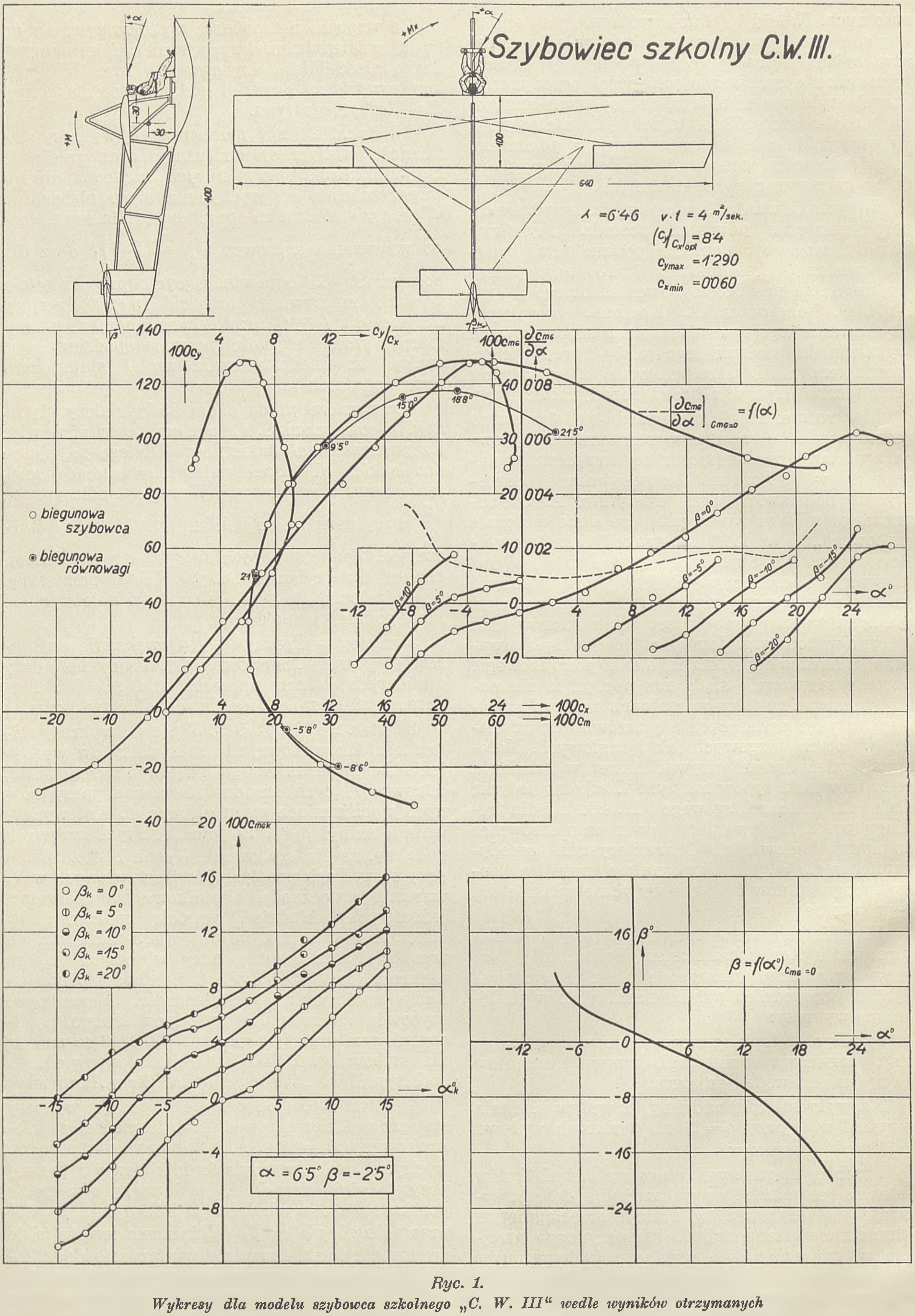
2). Ryc. 2/2 i 2/3 przedstawiają wykresy stateczności statycznej podłużnej, oraz zależność kątów natarcia, przy których zachodzi równowaga, zależnie od wychylenia steru głębokości. Wykresy stateczności sporządzono dla normalnego wyważenia szybowca $\left(\frac{x_0}{t} = 0{,}333\right)$, oraz dla położeń Ś. C. odpowiadających przesunięciom w skali rzeczywistej bliskich 15 *cm*. Przebieg krzywej dla $\beta = O$ przy tylnem dmuchanem położeniu środka ciężkości pozwala spodziewać się braku lub niedostatecznie małej stateczności przy dodatnich β.

Przy wadze pilota około 55 *kg* należy się liczyć z cofnięciem Ś. C. o 8 *cm* do tyłu, a więc i z pogorszeniem stateczności. Dlatego przy bardzo lekkich pilotażach należałoby zalecać obciążenie przodu szybowca. Wartość spółczynnika $\frac{\partial c_{mG}}{\partial \alpha}$ przy normalnem położeniu Ś. C. jest wystarczająca, jednak porównując z odpowiedniemi danemi dla szybowca „C. W. III“ i pamiętając o jego zaletach, te ostatnie wartości należy uznać jako godniejsze polecenia.

Przebieg wykresu $\beta = f(\alpha)$ wskazuje na możliwość pewnej „nerwowości“ „Wrony bis“ przy mniejszych kątach natarcia. Dla „C. W. III“ przebieg tej funkcji jest bardziej prawidłowy.

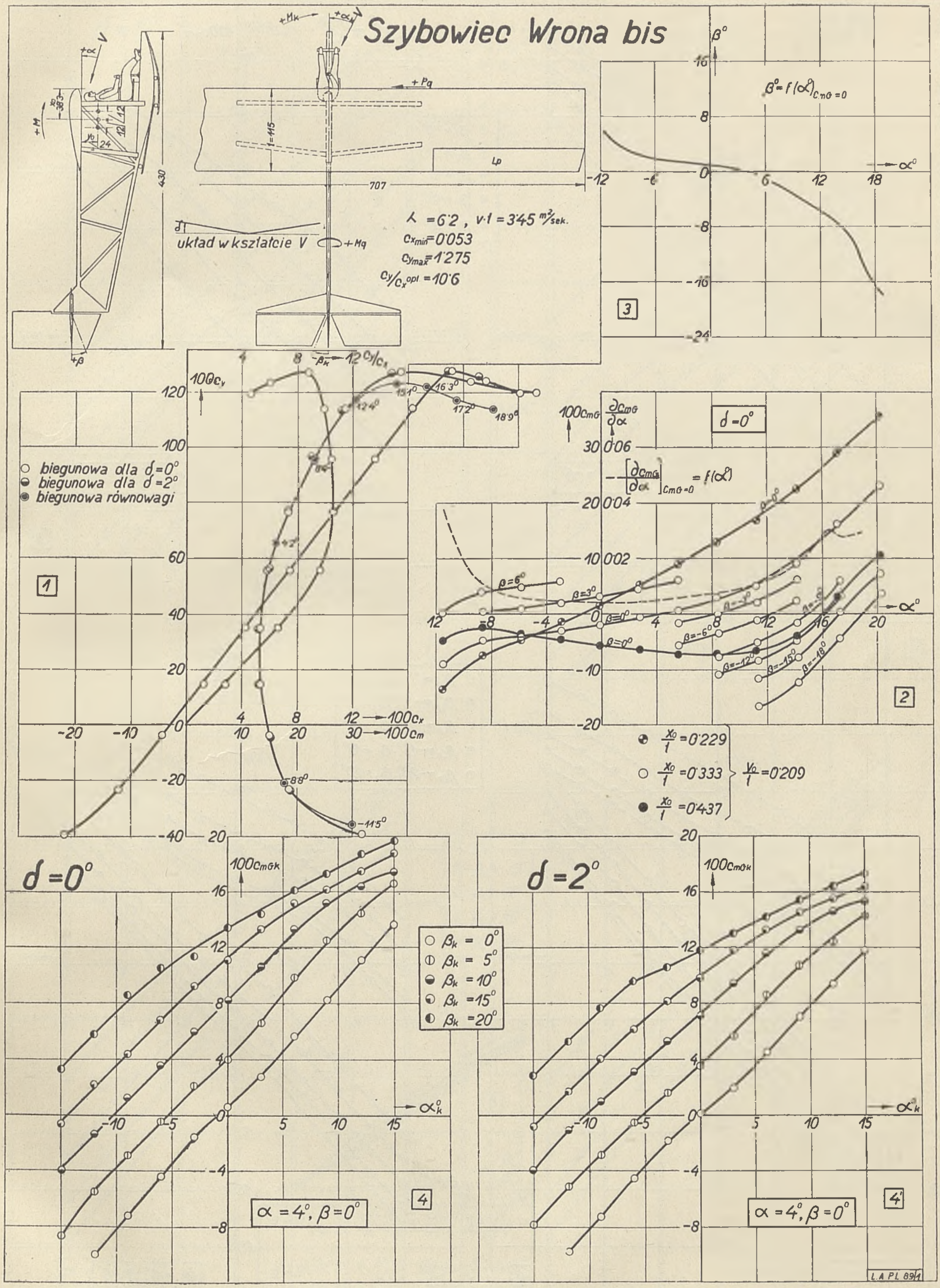
3). Ryc. 2/4, 2/4', 3/5 i 3/5' podają wykresy stateczności kierunkowej dla różnych kątów wychylenia steru kierunkowego i kątów natarcia płata, odpowiadających stanom równowagi przy różnych wychyleniach steru głębokości. Kąt wychylenia lotek był $\beta_L = 0^0$. Z przebiegu tych krzywych widzimy, że dla szybowca „Wrona bis“ zarówno przy skrzydłach prostych jak i ustawionych w *V*, warunki stateczności kierunkowej są spełnione, jednak przy układzie *V* wartości spółczynników stateczności kierunkowej są nieco mniejsze, co wyraźniej zaznacza się przy większych kątach natarcia (ryc. 3/5 i 3/5'). O ile chodzi o porównanie spółczynników stateczności kierunkowej szybowca „Wrona bis“ z odpowiedniemi spółczynnikami dla szybowca „C. W. III“ to są one dla szybowca „C. W. III“ bliskie odpowiednich spółczynników „Wrony bis“ ze skrzydłami w *V*.

4). Ryc. 3/6, 3/6', 4/7 i 4/7' podają wykresy stateczności kierunkowej dla wychyleń steru kierunkowego $\beta_k = 0^0$ i $\beta_k = 20^0$ oraz dla różnych wychyleń lotek (wychylenie lotki lewej i prawej przyjęto sobie równe). Lotka lewa była w czasie pomiaru stale wychylana w dół o kąt β_L, zaś prawa do góry o kąt β_L. Widocznem jest, że takie wychylenie lotek powoduje wystąpienie dodatkowego momentu kierunkowego o znaku przeciwnym do dodatniego momentu kierunkowego wywołanego dodatniem wychyleniem β_k steru kierunkowego.



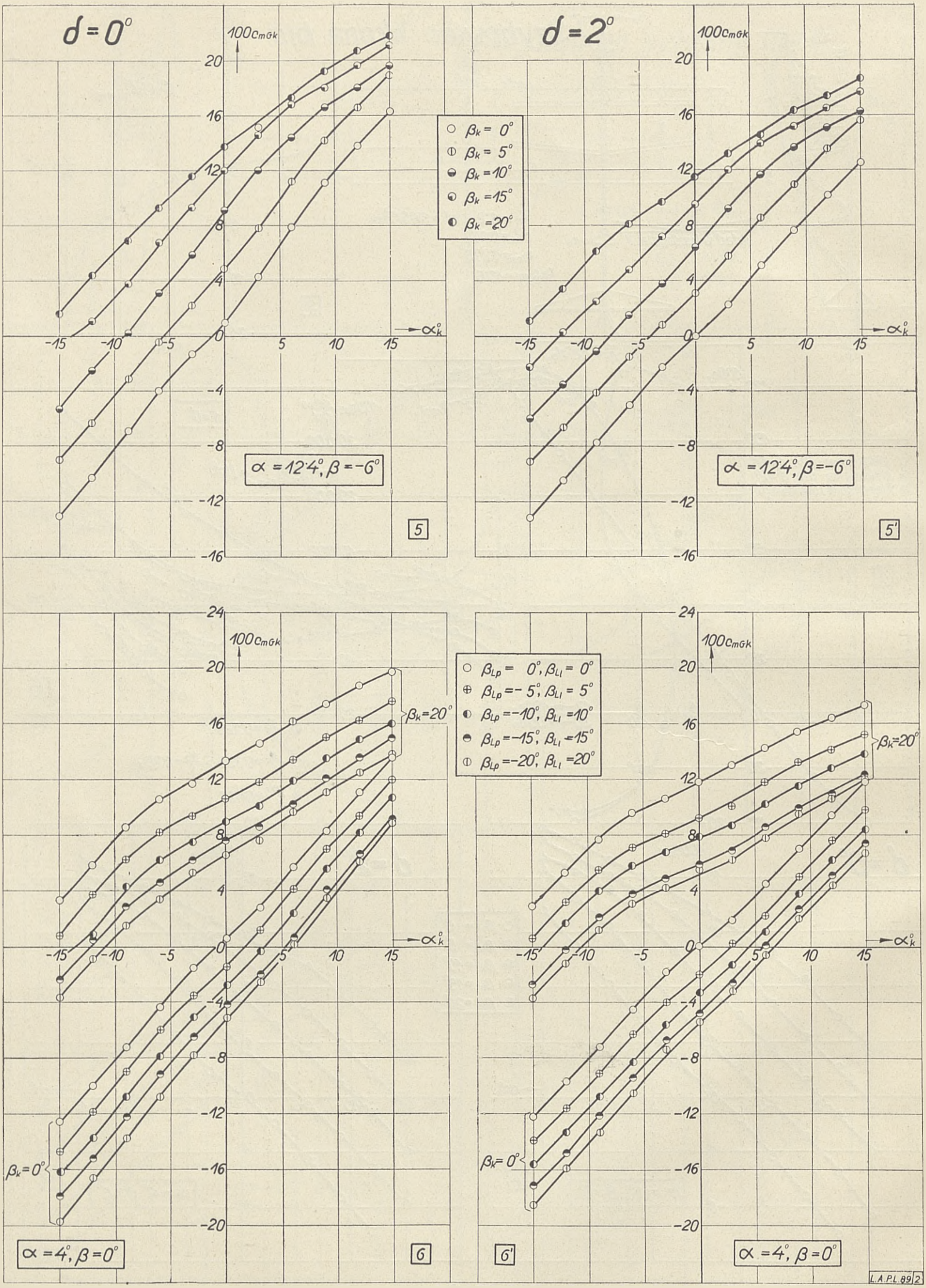
Ryc. 1.

Wykresy dla modelu szybowca szkolnego „C. W. III" wedle wyników otrzymanych w Instytucie Aerodynamicznym w Warszawie.



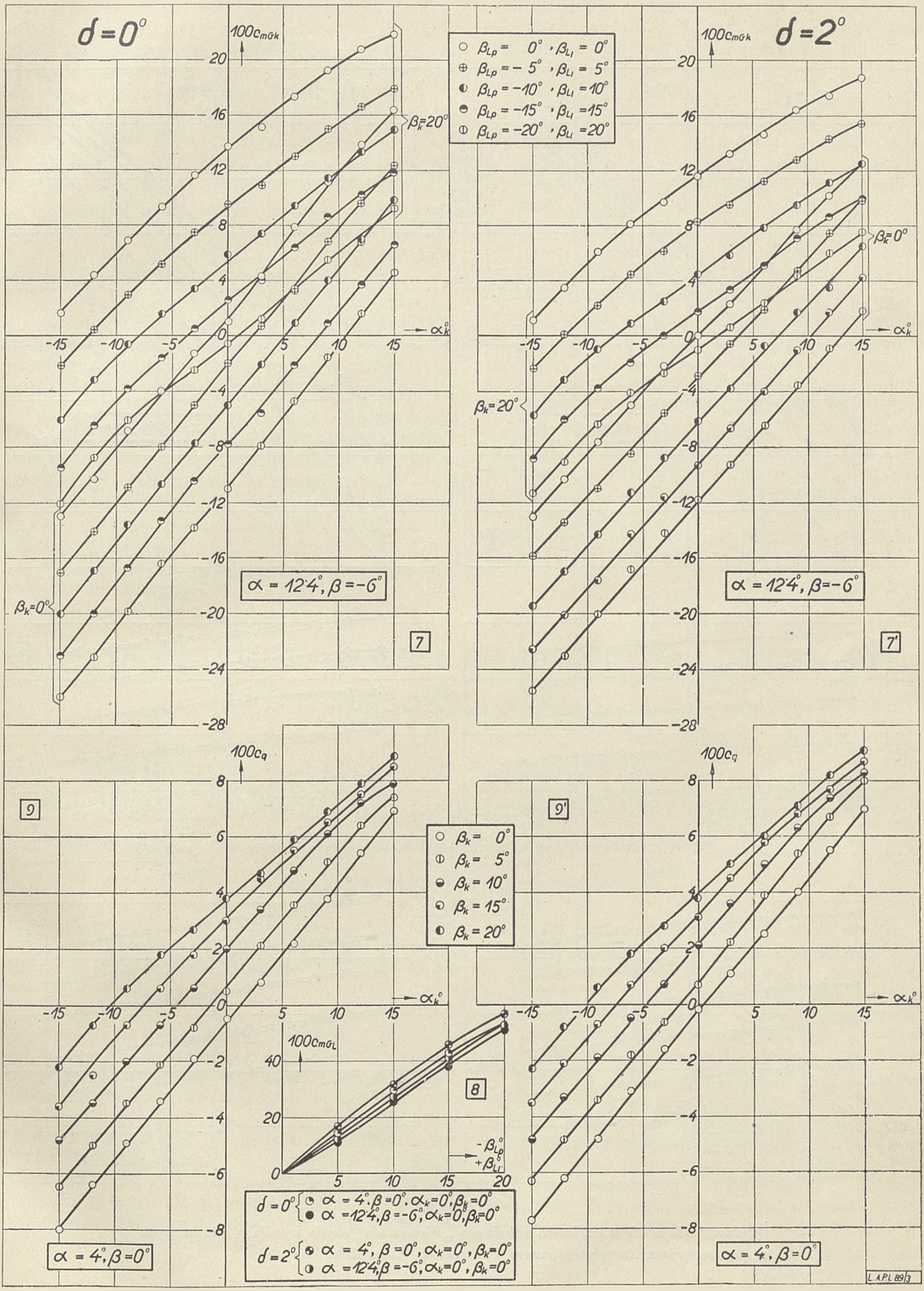
Ryc. 2.

Wykresy dla modelu szybowca szkolnego „Wrona bis" wedle wyników otrzymanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej.



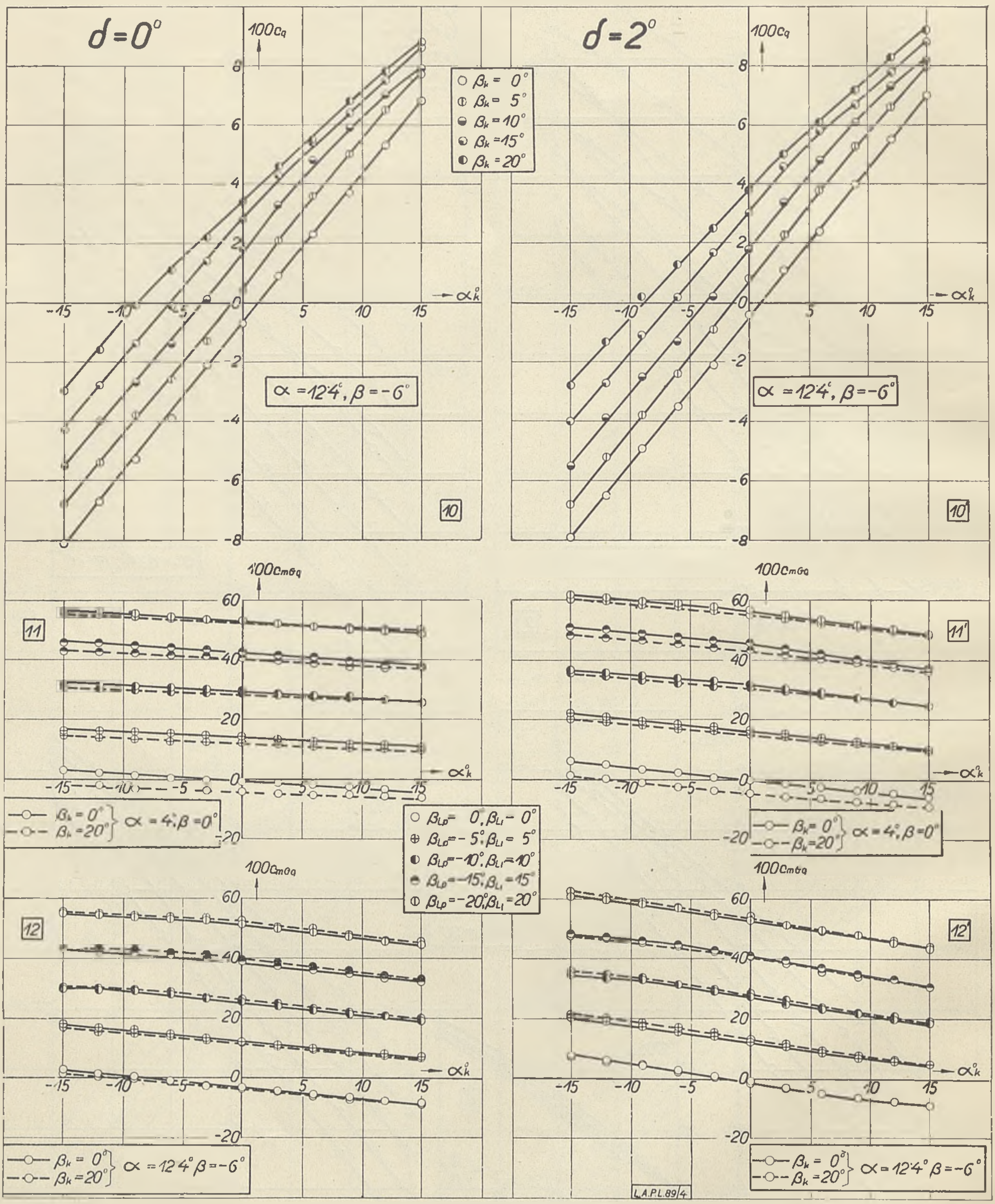
Ryc. 3.

Wykresy dla modelu szybowca szkolnego „Wrona bis" wedle wyników otrzymanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej.



Ryc. 4.

Wykresy dla modelu szybowca szkolnego „Wrona bis" wedle wyników otrzymanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej.



Ryc. 5.

Wykresy dla modelu szybowca szkolnego „Wrona bis" wedle wyników otrzymanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej.

5.) Ryc. 4/8 podaje zależność spółczynnika c_{mGL} momentu poprzecznego od lotek zależnie od kąta wychylenia β_L lotek. Z wykresu tego widzimy, iż zarówno przy małych jak i przy większych kątach natarcia płata działanie lotki przy skrzydle ustawionem w *V* jest intenzywniejsze. Zmniejszenie intenzywności działania lotek przy większych kątach natarcia dla obu ustawień płatów jest nieznaczne.

6). Ryc. 4/9, 4/9', 5/10 i 5/10' podają zależność spółczynnika c_q siły poprzecznej P_q w kierunku równoległym do krawędzi natarcia, zależnie od wielkości wychylenia kierunkowego α_k dla różnych położeń równowagi, przy zmiennem ustawieniu β_k steru kierunkowego.

7). Ryc. 5/11, 5/11', 5/12 i 5/12'. W stosunku do dotychczasowych publikowanych przez LAPL. pomiarów aerodynamicznych dla szybowców, przeprowadzanych na wadze o 6 składowych, nowością jest podanie spółczynnika $c_{m\,Gq}$ [1]).

Jest to spółczynnik momentu poprzecznego (odniesiony do powierzchni i cięciwy płata) względem osi podłużnej szybowca, przedstawiony w zależności od niesymetrji kierunku wiatru (kąt α_k), podany dla różnych wychyleń steru kierunkowego β_k i dla różnych wychyleń lotek.

[1]) Poraz pierwszy podaliśmy wykresy dla tego spółczynnika dla płatowca Pou du Ciel.

Zastrzegając się zgóry, że sprawa stateczności poprzecznej i spiralnej jest zagadnieniem „par exelence" dynamicznem, możemy jednak na podstawie załączonych wykresów znaleść przynajmniej jakieś wskazówki o tendencjach zachowania się w skręcie szybowca.

Przyjmijmy np., że przy ustawieniu sterów scharakteryzowanych wychyleniami β, β_k oraz wychyleniami lotek β_L, szybowiec znajduje się w skręcie ustalonym, tak że wektor prędkości względnej szybowca względem powietrza leży w płaszczyźnie symetrji szybowca (stan ten odpowiada $\alpha_k = 0$). Jeżeli teraz zaistniała jakaś przyczyna zewnętrzna powodująca powstanie np. dodatniego kąta α_k, to według wykresów nastąpi zmalenie spółczynnika c_{mGq}.

Dmuchania przeprowadzono dla takich wychyleń lotek i steru kierunkowego, jakie kładłyby szybowiec do prawego skrętu; otóż zgodnie z przyjętemi oznaczeniami wychylenie wektora prędkości o tendencji zwiększającej kąt α_k spowoduje zmniejszenie momentu przechylającego szybowiec, a co zatem idzie wyprostowywanie się szybowca, a więc dążność do przejścia w skręt o mniejszej krzywiźnie, czyli tendencja z punktu widzenia pilotażu właściwa. Z załączonych wykresów dla $\delta = 2^0$ widzimy, iż dla skrzydeł w *V* tendencja ta jest silniej zaakcentowana.

W. Stępniewski.

BIULETYN INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA I LABORATORJUM AERODYNAMICZNEGO

Prof. S. ŁUKASIEWICZ — Dr. Z. FUCHS — Inż. W. STĘPNIEWSKI.

Niektóre możliwości osiągania zwiększonych wyporów płata z zachowaniem dobrych doskonałości [1]).

Quelques dispositifs hypersustentateurs.

On donne ici quelques exemples des dispositifs hypersustentateurs possibles à l'utilisation pour planeurs et motoplaneurs grace à l'amelioration de la portance en réservant une bonne finesse.

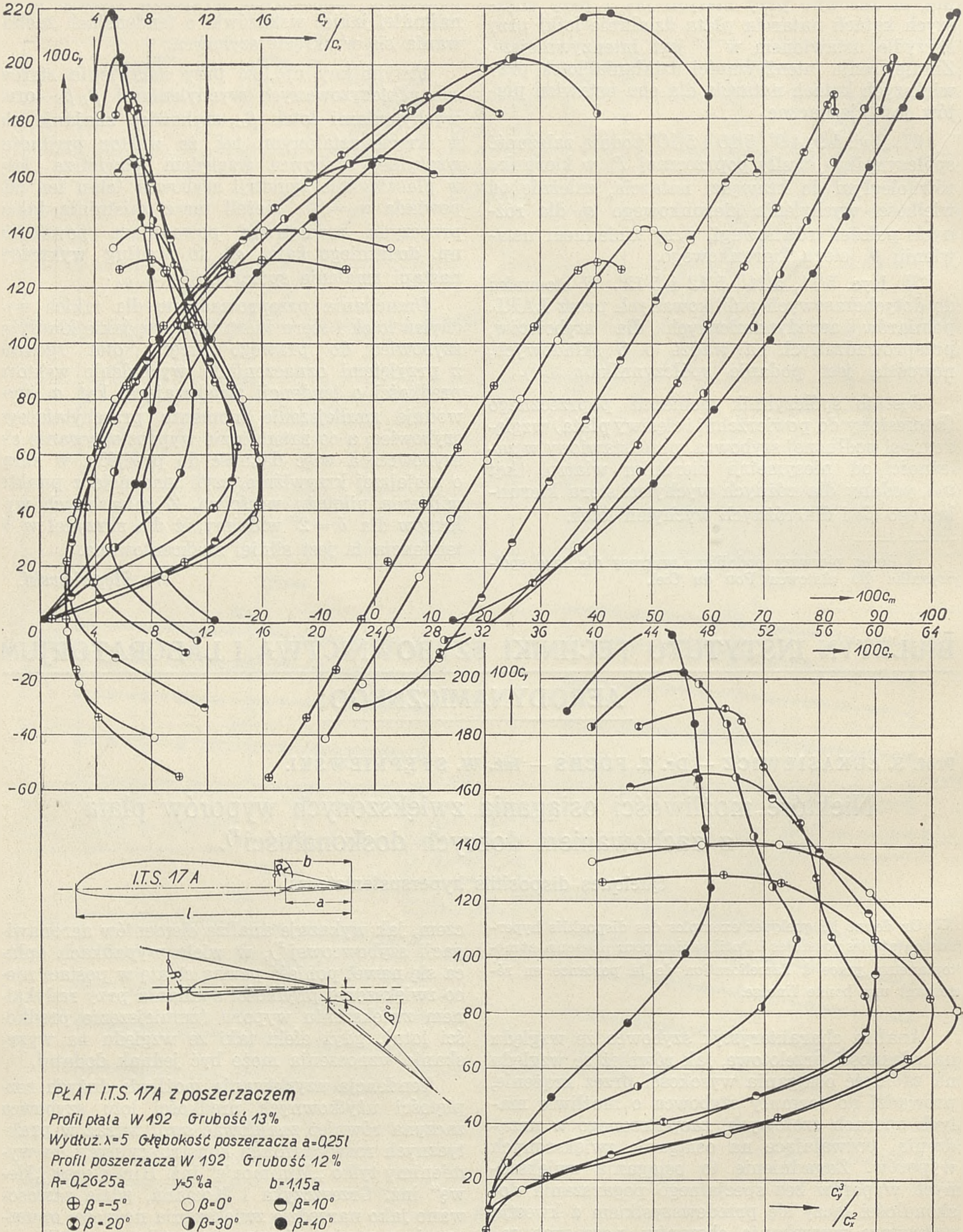
Analiza charakterystyk szybowca ze względu na własności przelotowe, jak również ze względu na zdolność osiągania wysokości przez krążenie, prowadzi do formuły szybowca o możliwie małych oporach czołowych, zaopatrzonego w urządzenia, pozwalające na osiąganie zwiększonych wyporów. Zagadnienie to osiągania zwiększonych wyporów bez specjalnego pogarszania doskonałości łączy się przedewszystkiem z kwestją należytego wyzyskania obszarów noszących zarówno w locie prostym jak i w krążeniu. Przyczem, jak wykazuje analiza elementów aeronawigacji szybowcowej [2]), w wielu wypadkach opłaca się nawet ponieść pewną stratę w postaci nieco zwiększonej prędkości opadania przy radykalnem zwiększeniu wyporu (zmniejszenie prędkości lotu), gdyż efekt taki ze względu na wyzyskanie wznoszenia może być jednak dodatni.

Tendencja uzyskiwania możliwie dużych rozpiętości użytkownych prędkości lotu szybowca zaczyna również znajdować swój wyraz w praktycznych rozwiązaniach konstrukcyjnych, że wymienimy tylko „Minimoa'ę" inż. Hirt'a oraz „Mewę" inż. Grzeszczyka i Kocjana, gdzie zastosowano jako narzędzie zwiększania nośności opuszczanie o pewien nieznaczny kąt lotek w dół.

Chcąc dać możność konstruktorom porównania różnych urządzeń do zwiększania nośności i ocenienia ich przydatności dla szybownictwa,

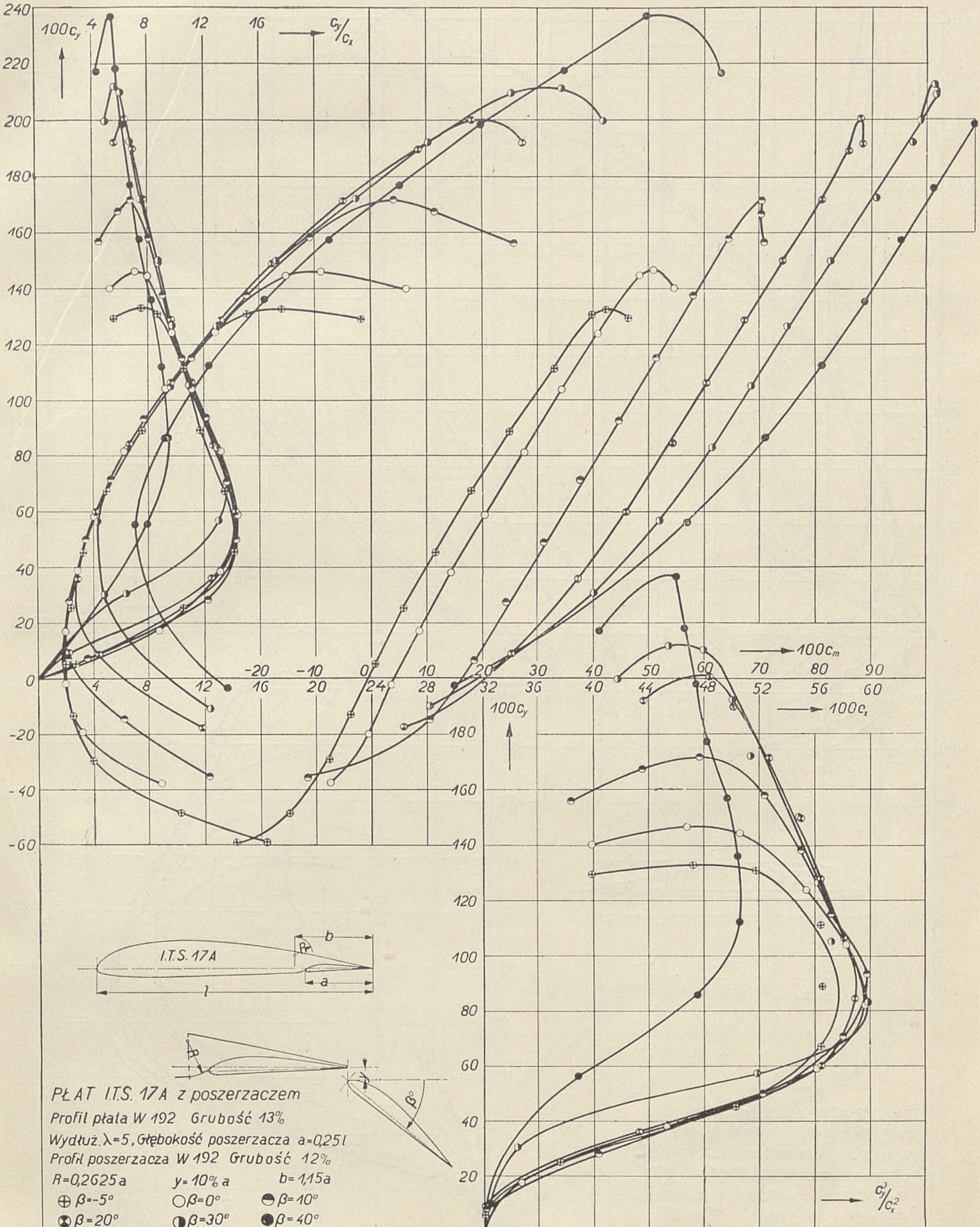
[1]) Od kierownictwa ITS: Badania powyższe zostały podjęte w celu dostarczenia materjału do konstrukcji szybowca, na którym możnaby wyzyskiwać najsłabsze warunki termiczne i tem samem szybować przez największą liczbę dni w roku.

[2]) Por. Inż. W. Stępniewski: Elementy aeronawigacji szybowcowej, Skrzydlata Polska Nr. 8, 1935.



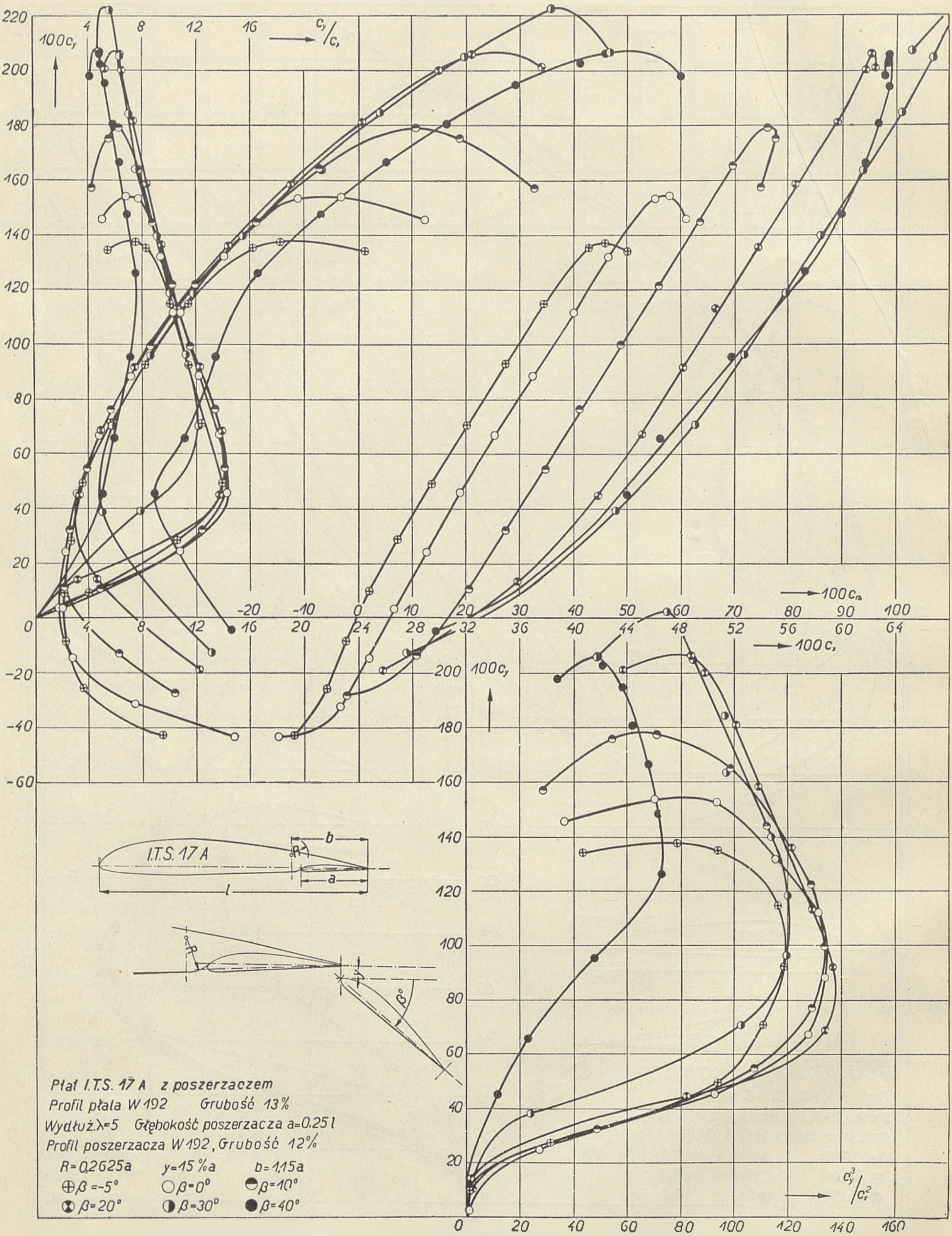
Ryc. 1.

Wykresy dla płata ITS 17 A z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości a = 25°/₀ l przy y = 5°/₀ a i różnych katach β.



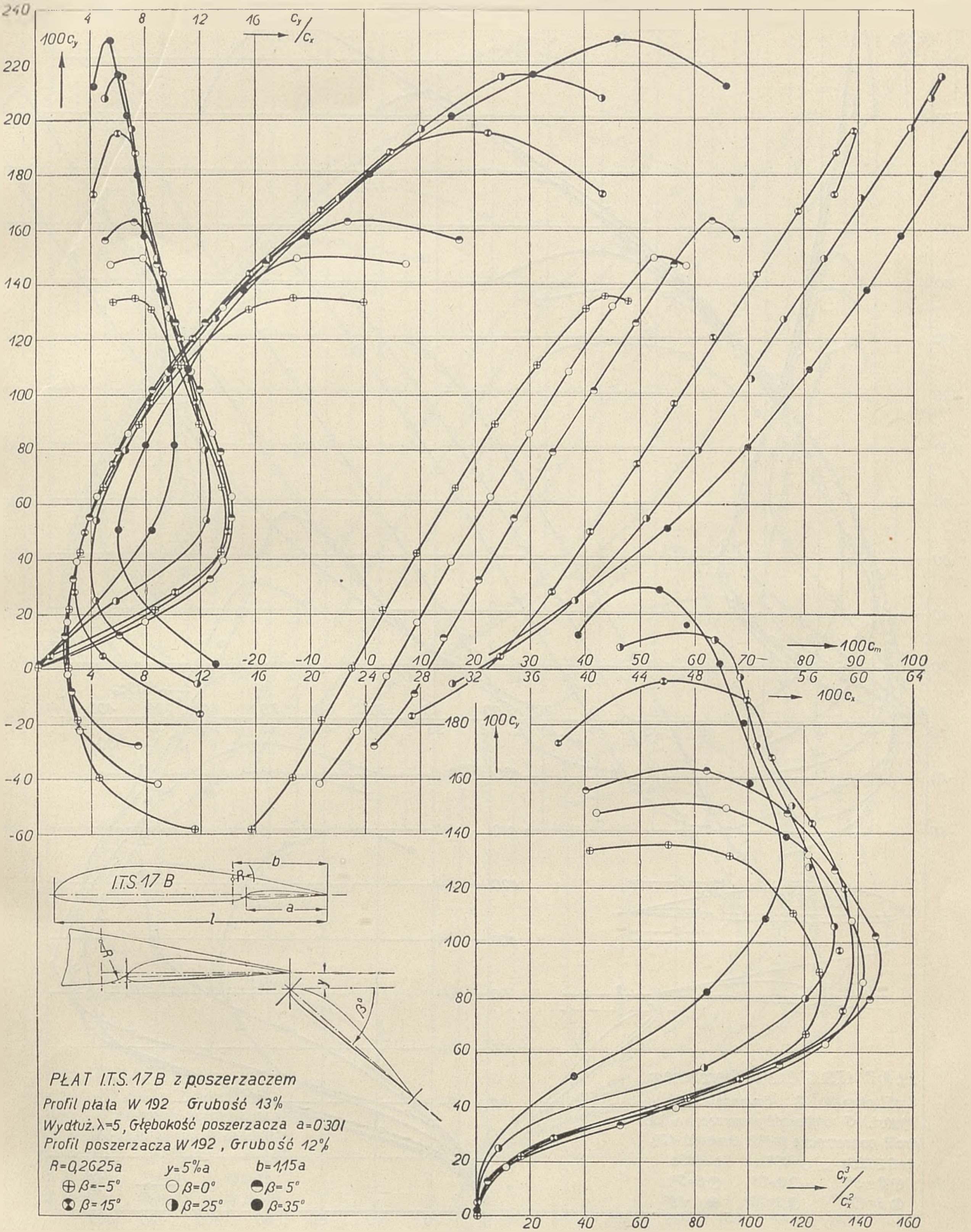
Ryc. 2.

Wykresy dla płata ITS 17 A z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości $a = 25\%$ l przy $y = 10\%$ a i różnych kątach β.



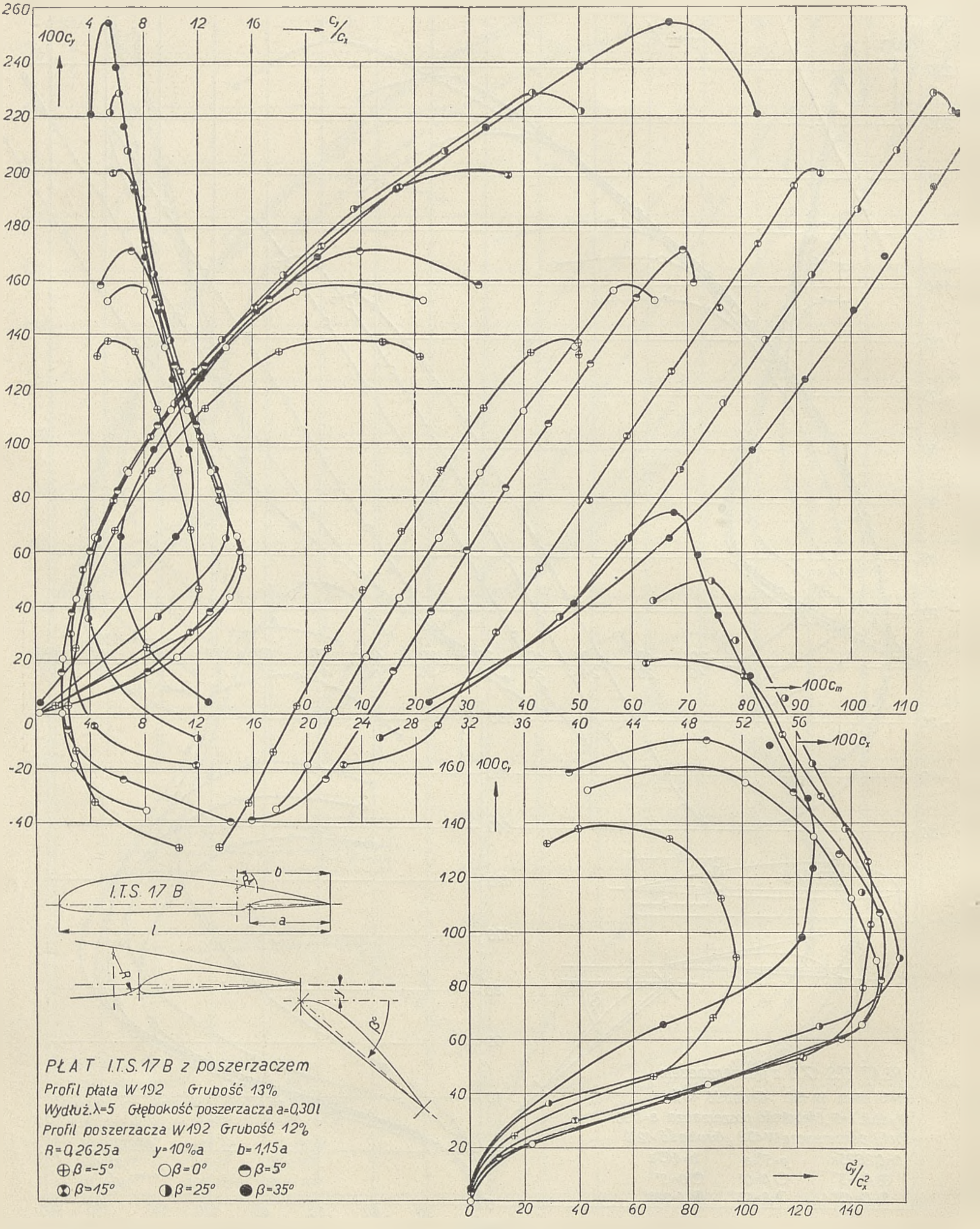
Ryc. 3.

Wykresy dla płata ITS 17 A z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości a = 25% l przy y = 15% a i różnych kątach β.



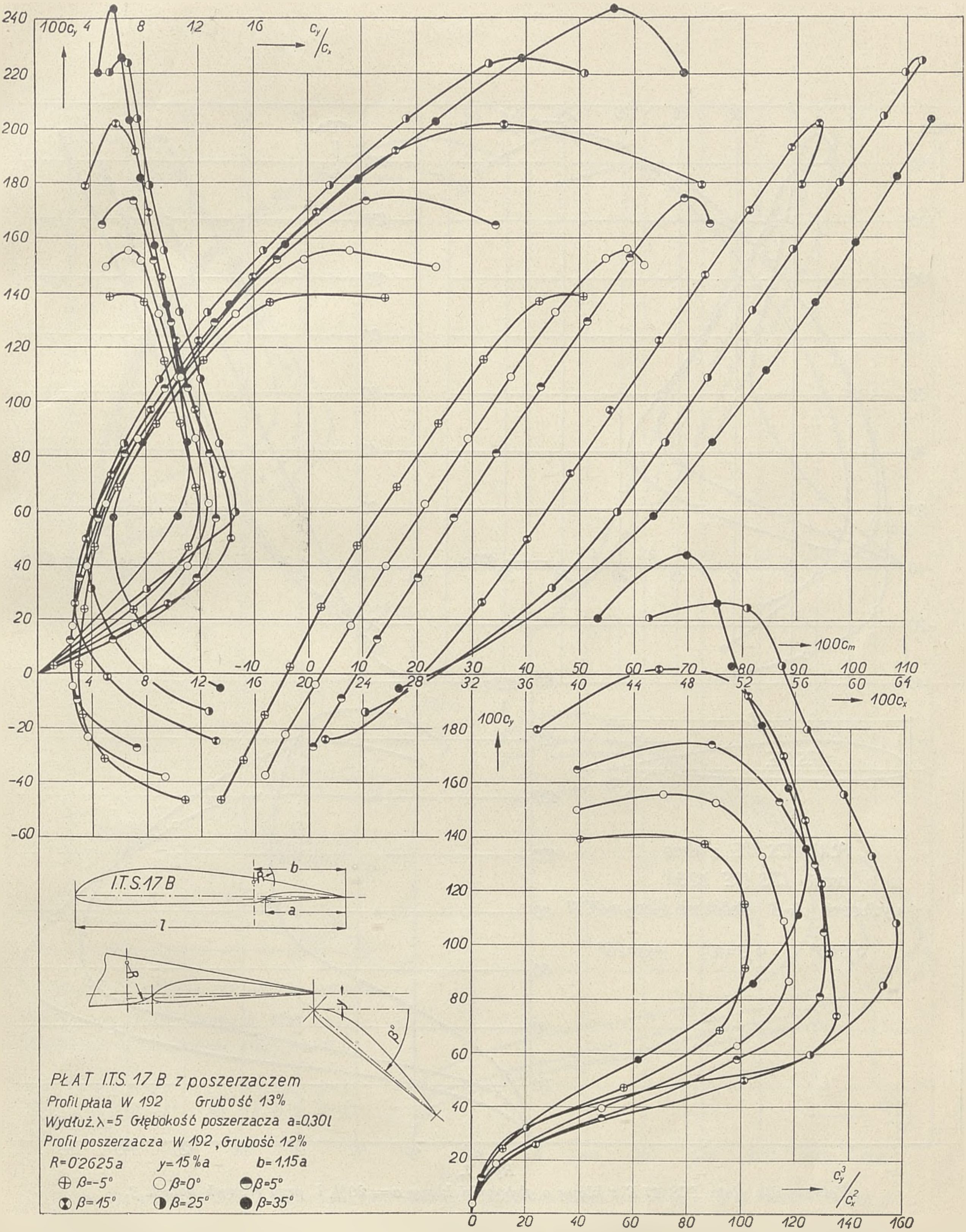
Ryc. 4.

Wykresy dla płata ITS 17 B z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości $a = 30\%\ l$ przy $y = 5\%\ a$ i różnych kątach β.



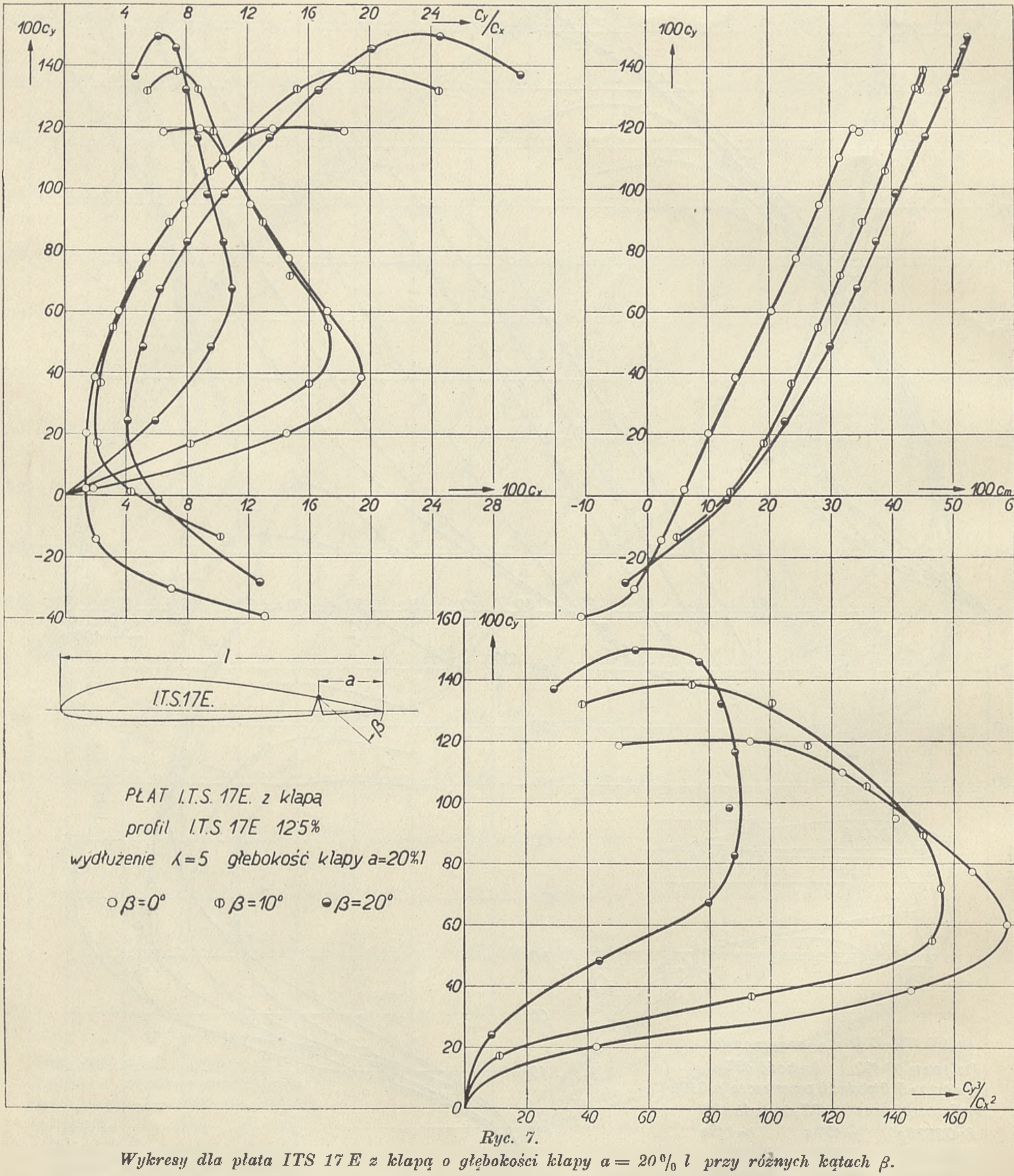
Ryc. 5.

Wykresy dla płata ITS 17 B z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości a = 30% l przy y = 10% a i różnych kątach β.



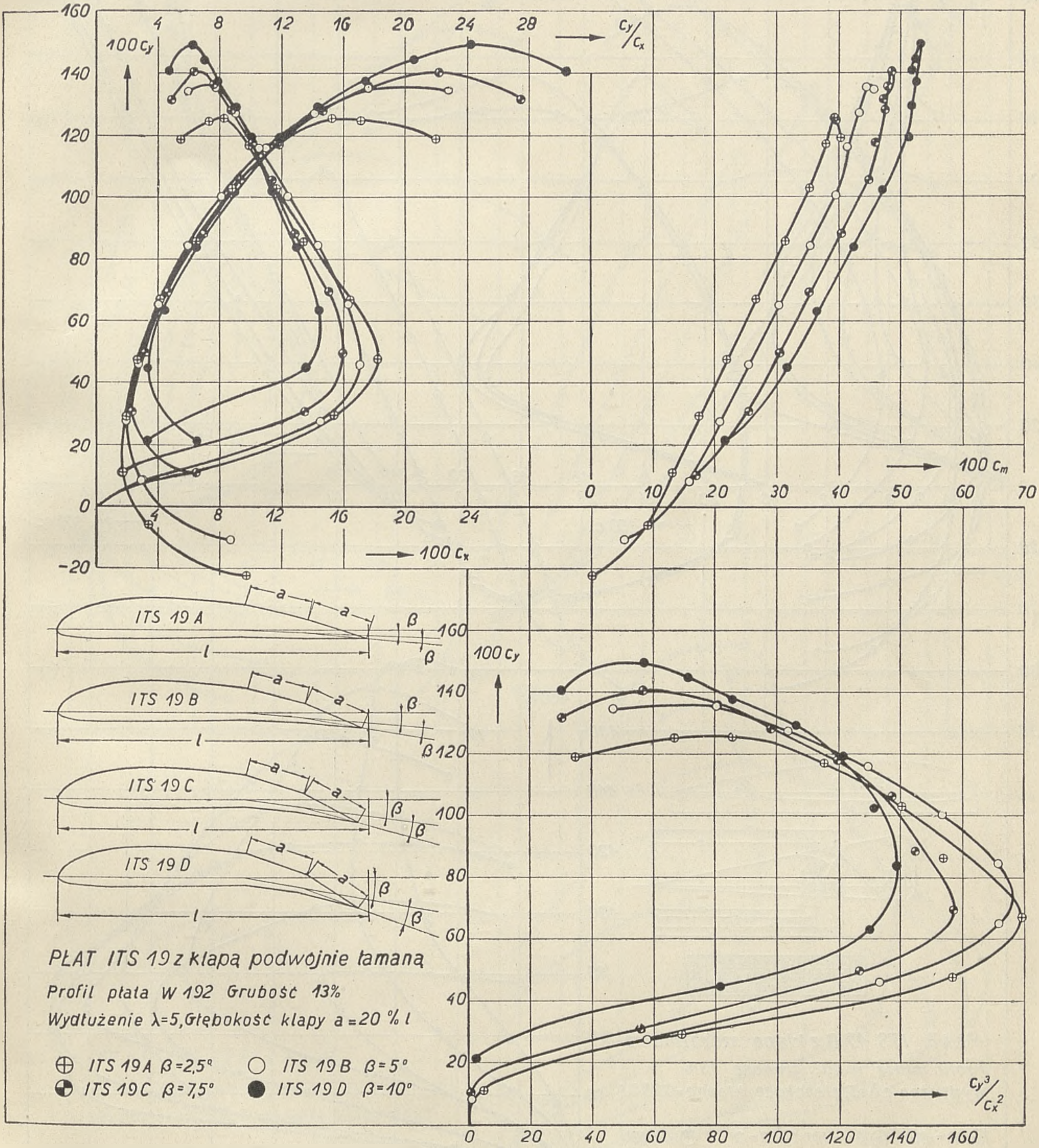
Ryc. 6.

Wykresy dla płata ITS 17 B z poszerzaczem dla wysuniętego poszerzacza o głębokości a = 30% l przy y = 15% a i różnych kątach β.



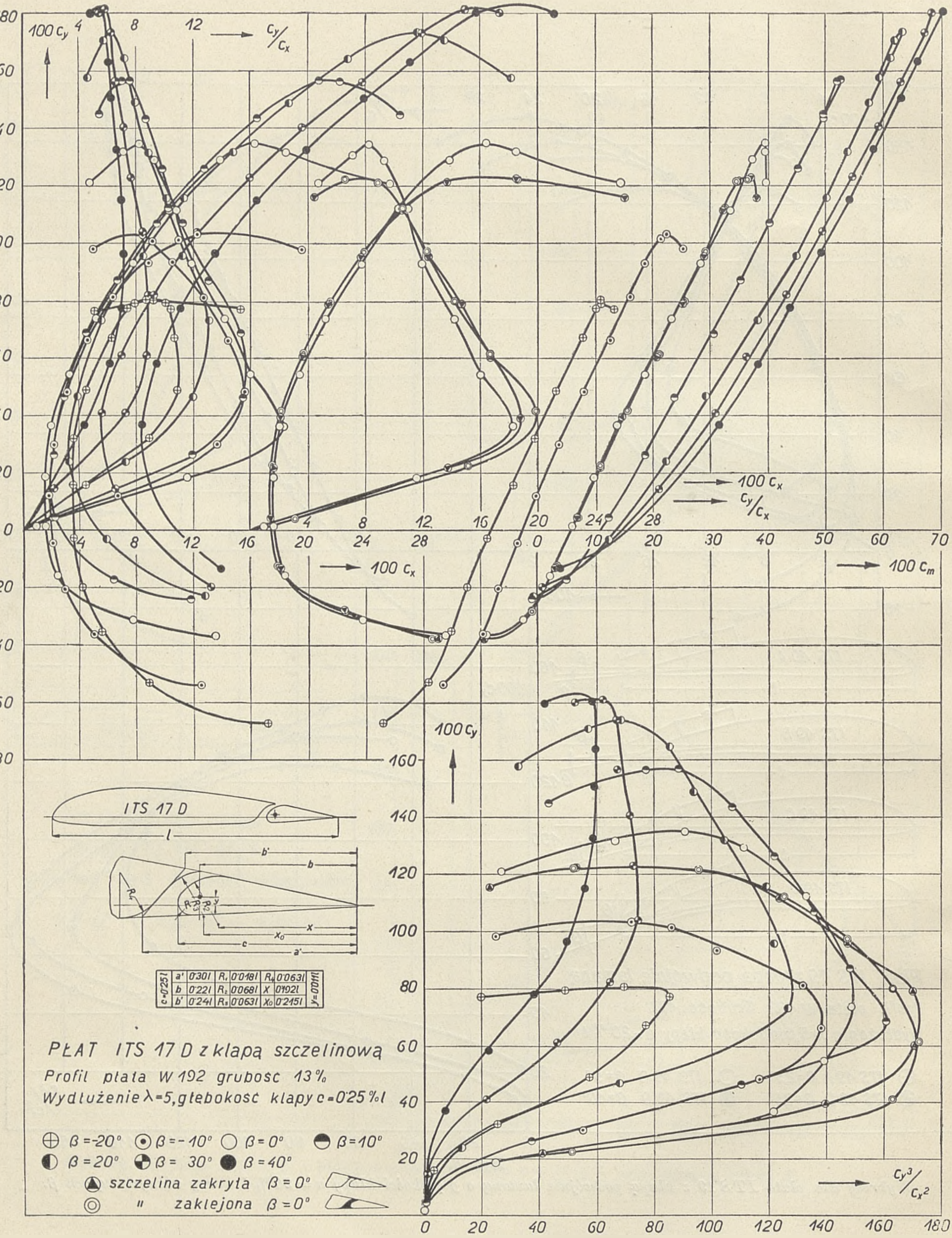
Ryc. 7.

Wykresy dla płata ITS 17 E z klapą o głębokości klapy $a = 20\%\ l$ przy różnych kątach β.



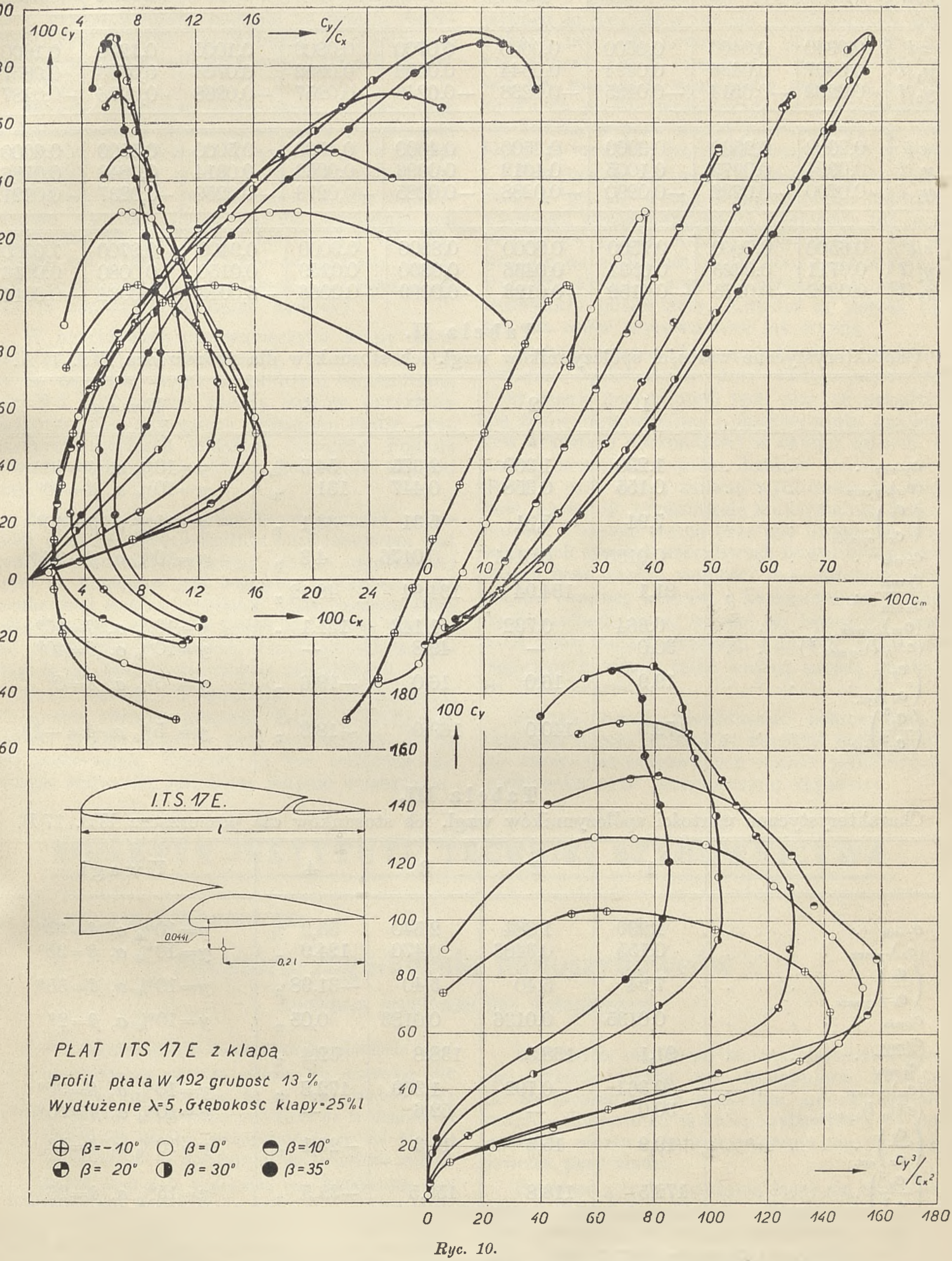
Ryc. 8.

Wykresy dla płata ITS 19 z klapą podwójnie łamaną o głębokości klapy a = 20 % l przy różnych kątach β.



Ryc. 9.

Wykresy dla płata ITS 17 D z klapą szczelinową o głębokości klapy c = 0·25 % l przy różnych kątach β.



Ryc. 10.
Wykresy dla płata I T S 17 E z klapą szczelinową o głębokości klapy 25% l przy różnych kątach β.

Tabela I.

Spółrzędne profilu W — 192 (13%).

x/l	0,0000	0,0020	0,0040	0,0080	0,0120	0,0160	0,0200	0,0240	0,0280
y_1/l	0,0000	0,0069	0,0111	0,0175	0,0222	0,0261	0,0296	0,0326	0,0359
y_2/l	0,0000	−0,0065	−0,0097	−0,0124	−0,0141	−0,0159	−0,0167	−0,0181	−0,0188

x/l	0,0340	0,0400	0,0500	0,0600	0,0700	0,0800	0,1000	0,1200	0,1600
y_1/l	0,0397	0,0436	0,0494	0,0544	0,0588	0,0632	0,0703	0,0764	0,0857
y_2/l	−0,0202	−0,0214	−0,0225	−0,0236	−0,0246	−0,0257	−0,0268	−0,0276	−0,0287

x/l	0,2000	0,2500	0,3000	0,3500	0,4000	0,4500	0,5000	0,5500	0,6000
y_1/l	0,0924	0,0975	0,1005	0,1012	0,0996	0,0962	0,0914	0,0848	0,0786
y_2/l	−0,0290	−0,0292	−0,0290	−0,0288	−0,0285	−0,0273	−0,0259	−0,0237	−0,0221

x/l	0,6500	0,7000	0,7500	0,8000	0,8500	0,9000	0,9400	0,9700	1,0000
y_1/l	0,0711	0,0623	0,0531	0,0436	0,0330	0,0229	0,0150	0,0080	0,0016
y_2/l	−0,0202	−0,0175	−0,0152	−0,0123	−0,0099	−0,0066	−0,0046	−0,0034	−0,0011

Tabela II.

Charakterystyczne wartości spółczynników wzgl. ich stosunków dla poszerzacza ITS. 17 A.

	1	2	3	4	Uwagi
$c_{y\,max}$	1,230	1,900	2,375	54,5 %	$y=10\%\ a,\ \beta=40^0$
$(c_x)_{cy\,max}$	0,155	0,358	0,447	131 „	$y=10\%\ a,\ \beta=40^0$
$\left(\frac{c_y}{c_x}\right)_{cy\,max}$	7,94	5,31	5,31	−33,1 „	$y=10\%\ a,\ \beta=40^0$
$c_{x\,min}$	0,0135	0,0141	0,0176	4,3 „	$y=10\%\ a,\ \beta=3{,}5^0$
$\frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}}$	91,1	134,94	134,94	48,12 „	
$(c_m)_{cy\,max}$	0,364	0,732	1,143	151,1 „	$y=10\%\ a,\ \beta=40^0$
$(e\,\%\,l)_{cy\,max}$ *) . .	30,0	—	49,8	—	$y=10\%\ a,\ \beta=40^0$
$\left(\frac{c_y}{c_x}\right)_{opt.}$	19,9	16,0	16,0	−19,6 „	$y=5\%\ a,\ \beta=0^0$
$\left(\frac{c_y^3}{c_x^2}\right)_{opt.}$	172,5	140,0	169,0	−18,8 „	$y=5\%\ a,\ \beta=-1^0$

Tabela III.

Charakterystyczne wartości spółczynników wzgl. ich stosunków dla poszerzacza ITS. 17 B.

	1	2	3	4	Uwagi
$c_{y\,max}$	1,230	1,884	2,540	53,2 %	$y=10\%\ a,\ \beta=35^0$
$(c_x)_{cy\,max}$	0,155	0,3486	0,470	124,9 „	$y=10\%\ a,\ \beta=35^0$
$\left(\frac{c_y}{c_x}\right)_{cy\,max}$	7,94	5,40	5,40	−31,98 „	$y=10\%\ a,\ \beta=35^0$
$c_{x\,min}$	0,0135	0,0136	0,0183	0,05 „	$y=10\%\ a,\ \beta=2^0$
$\frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}}$	91,1	138,8	138,8	52,4 „	
$(c_m)_{cy\,max}$	0,364	0,792	1,339	172,8 „	$y=10\%\ a,\ \beta=35^0$
$(e\,\%\,l)_{cy\,max}$ *) . .	30,0	—	52,6	—	$y=10\%\ a,\ \beta=35^0$
$\left(\frac{c_y}{c_x}\right)_{opt.}$	19,9	15,3	15,3	−23,1 „	$y=10\%\ a,\ \beta=5^0$
$\left(\frac{c_y^3}{c_x^2}\right)_{opt.}$	172,5	116,8	157,5	−32,3 „	$y=15\%\ a,\ \beta=26^0$

1) Wyniki dla profilu W 192 13%.
2) Wyniki odniesione do powierzchni rzutu rzeczywistego poszerzacza.
3) Wyniki odniesione do powierzchni profilu pierwotnego poszerzacza.
4) Stosunek różnicy pomiędzy wartością 2 i 1 do wartości 1 w %.

*) Położenie środka parcia.

podajemy różne przykłady tych urządzeń (ryc. 7—10) oraz obszerniejsze badania poszerzaczy (ryc. 1—6).

Ze względu na wspomniane tendencje konstrukcyjne budowania szybowców o małych oporach, przeprowadzono badania na profilu reprezentującym profile dwuwypukłe o stosunkowo nieznacznych oporach profilowych (profil *W* 192, gr. 13%).

Wyniki pomiarów poszerzaczy, wykonanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej przy liczbach Reynolds'a $R = 290000$ — 369000, podają ryciny 1—6. Spółrzędne profilu *W* 192 (13%) podaje tabela I, charakterystyczne wartości spółczynników względnie ich stosunków zebrane są w tabelach II i III. Widoczne jest przeszło 50%-we zwiększenie $c_{y\,max}$ przy równoczesnem pogorszeniu się wszystkich innych charakterystycznych wartości.

W przykładach porównawczych klapy zwykłej (lotki zwykłej opuszczanej, ryc. 7), oraz klapy ze szczeliną (lotki szczelinowej opuszczanej, ryc. 9 i 10) podane zostały jedynie przykłady najkorzystniej wybranych głębokości klapy, oraz najkorzystniejszych kształtów szczeliny. Podano również badania dla klapy podwójnie zagiętej (ryc. 8).

Ze względów na ocenę konstrukcyjną podanych urządzeń bezsprzecznie najłatwiejszem jest zastosowanie zwykłej klapy (lotki) opuszczanej (ryc. 7), następnie pod względem trudności konstrukcyjnej można wymienić klapę (ewentualnie lotkę) szczelinową oraz klapę podwójnie zaginaną. Najwięcej trudności konstrukcyjnych pociągnie za sobą zastosowanie poszerzaczy.

Przy rozważaniu trudności konstrukcyjnych nie można również pominąć ważnej kwestji wędrówki środka wyporu przy opuszczaniu klapy lub poszerzacza. Zjawiska z tem związane nie zawsze dadzą się opanować jedynie wychyleniami steru głębokości i mogą pociągnąć za sobą konieczność stosowania urządzeń dodatkowych np. stateczników nastawnych w locie.

Na ogół biorąc przy poszerzaczach przy dodatnich β mamy większe przesunięcia środka wyporu do tyłu niż w innych rozwiązaniach, jednakże i tutaj dla poszerzacza podanego np. na ryc. 4 przy $\beta = 5^0$ oraz ryc. 6 przy $\beta = 5^0$ nawet dla znacznych przyrostów wyporów w stosunku do profilu wyjściowego mamy przesunięcia środka wyporu nawet mniejsze niż np. dla klapy ze szczeliną przy tych samych wyporach.

Przechodząc do oceny poszczególnych urządzeń z punktu widzenia polepszenia pewnych własności aerodynamicznych szybowca lub motoszybowca należy uznać bezsprzecznie, że ze względu na możliwość osiągnięcia maksymalnych wyporów najlepsze rezultaty otrzymamy przy zastosowaniu poszerzaczy. Kwestja ta jednak nie jest dla celów szybownictwa tak ważną.

Najważniejszem jest zagadnienie osiągania dobrych doskonałości przy zwiększonych c_y. Przy ocenie przydatności tych różnych urządzeń dla celów szybownictwa i obserwowaniu przebiegów krzywych doskonałości w okolicy dużych c_y należy pamiętać, iż przez dodanie oporów szkodliwych oraz przez zmianę wydłużenia na większe następuje przesunięcie maksymalnej doskonałości. Pozatem trzeba brać pod uwagę, że przy większych oporach szkodliwych nawet urządzenia dające bezwzględne wartości ε_{max} mniejsze, lecz mające przebieg krzywej ε korzystniejszy w górnych partjach, mogą okazać się lepsze dla pewnych celów, aniżeli przebiegi o dużych ε_{max}, występujących jednak tylko wzdłuż bardzo krótkiego łuku krzywej.

Dlatego ocenę przydatności poszczególnych urządzeń należy traktować bardziej indywidualnie zależnie od szacowanych oporów szkodliwych, wydłużenia oraz przeznaczenia szybowca.

BIULETYN INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA

Inż. WIESŁAW STĘPNIEWSKI

Niektóre zagadnienia motoszybowców[1].

Quelques problèmes des maloplaneurs.

En se servant de l'exemple d'un motoplaneur fictif, aux caractéristiques choisies comme les moyennes des caractéristiques des appareils de ce type étudiés dans l'I. T. S., l'auteur examine les problèmes de la diminution de la traînée du groupe motopropulseur en vol à voile et de l'amélioration du décollage et de l'angle de montée.

L'auteur vient à la conclusion que l'adaptation aux motoplaneurs des hélices à pas variable en vol ainsi que l'emploi des dispositifs aérodynamiques hypersustentateurs, est très opportun au point de vue des problèmes susmentionnés.

Le lecteur trouvera le texte français complet dans le compte-rendu de la réunion de l'ISTUS à Budapest, mai 1936.

Z licznych zagadnień motoszybownictwa pragnę zwrócić uwagę na następujące kwestje: 1) zmniejszenia do minimum oporu zespołu śmigło - silnikowego w locie szybowym i 2) polepszenia startu i kąta wznoszenia się motoszybowców przy ziemi.

Pierwsze z tych zagadnień łączy się najściślej z istotą i fundamentalnemi założeniami motoszybownictwa t. j. możnością użytkowania tego rodzaju maszyn jako szybowca i wykonywania na nich lotów żaglowych. Sprawy tej możności ża-

[1]) Treść zbliżona do referatu wygłoszonego na posiedzeniu ISTUS'u w Budapeszcie.

glowania nie należy pozatem lekceważyć chociażby tylko ze względu na rozszerzenie sportowo-przyjemnościowego zakresu zastosowania motoszybowców i wpływu jej na rozwój wszerz tego rodzaju sportu.

Drugie ze wspomnianych zagadnień stanowi jedną z podstaw bezpieczeństwa użytkowania motoszybowców. Wnosi pozatem rozszerzenie „swobody latania", zwiększenia ilości terenów przydatnych do lotów, i dzięki temu poza rozszerzeniem samej podstawy sportowej i przyjemnościowej, stwarza również pewną bazę dla użytkowego zastosowania tych maszyn.

Chcąc lepiej ocenić ilościowy wpływ różnych czynników na poruszone zagadnienia posłużymy się pewnym motoszybowcem fikcyjnym, jako wzorcem dla przeprowadzenia naszych rozważań porównawczych. Dla tego fikcyjnego motoszybowca przyjęto następujące dane:

Powierzchnia $F = 16\ m^2$

Ciężar w locie $Q = 270\ kg$

Moc . . . . . $N = 20\ KM$

Obciążenie powierzchni $\frac{Q}{S} = 17\ kg/m^2$

Obciążenie mocy . . . $\frac{Q}{N} = 13{,}5\ kg/KM$

Wydłużenie . . . . . $\lambda = 12$

Prędkość lotu przy $c_y = 1$ $V_e = 16{,}5\ m/sek$

Opór szkodliwy . . $c_{x\,sz} = 0{,}008$.

Charakterystyki takie dla naszego wzorca do rozważań wybrano jako dość bliskie studjowanych obecnie w ITS. motoszybowców. Opór szkodliwy przyjęto w granicach otrzymanych dla dmuchań tych maszyn. Prędkości lotu motoszybowców wogóle zawrą się mniej więcej w granicach 70—120 *km/godz.* Najczęściej spotykane obroty dla dzisiejszych silników o mocy do 20 KM zawierają się w granicach $n = 2800$—2000 obrotów/min. Średnice śmigieł będą prawdopodobnie zawarte w granicach $d = 1{,}2$ do $1{,}6\ m$. By jeszcze dokładnie zdać sobie sprawę z charakterystyk geometrycznych i aerodynamicznych śmigła rozpatrzmy jakim posuwom odpowiada praca śmigła dla przyjętych średnich prędkości lotu oraz obrotów.

Przyjmując oznaczenia dla posuwu stosowane przez *NACA*

$$\gamma = \frac{V}{nD} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

gdzie:

V — jest prędkością lotu w m/sek, n — obroty na sekundę, D — średnicą śmigła w metrach znajdziemy, że posuwy odpowiadające przyjętym przez nas założeniom początkowym zawrą się w granicach: $\gamma = \sim 0{,}375$—$0{,}625$.

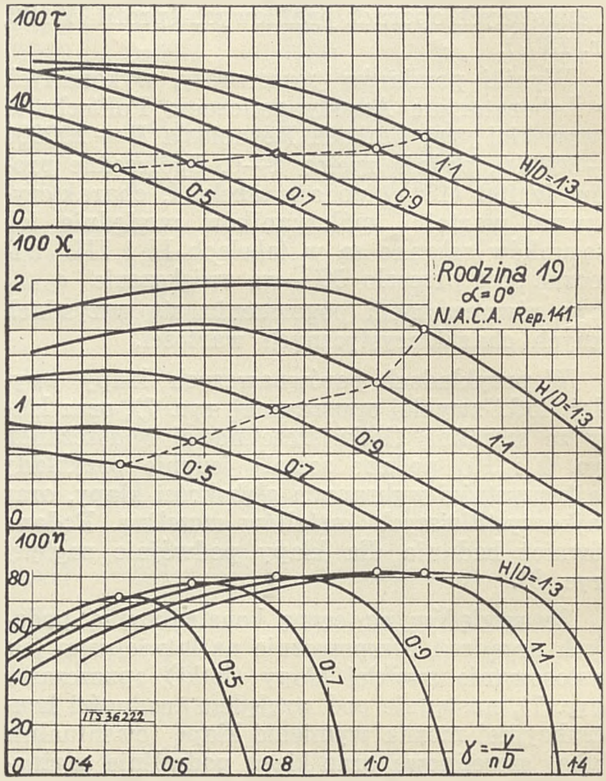
Instytut Aerodynamiczny w Warszawie definjuje posuw następująco:

$$\nu = \frac{V}{\omega R} = \frac{V}{2\pi n R} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

gdzie:

ω — jest prędkością kątową śmigła w radjanach na sek., R — promień śmigła.

Związek między posuwem wg. definicji *NACA* oraz *IAW* określa się: $\nu = \frac{\gamma}{\pi}$, zakres spotykanych w motoszybownictwie posuwów wg. definicji *IAW* będzie zawarty w granicach $\nu = \sim 0{,}12$—$0{,}2$.



Ryc. 1.

Charakterystyki pewnej rodziny śmigieł o stałym skoku p/g N. A. C. A.

Przypatrując się charakterystykom rodziny śmigieł wziętych z Reportów *NACA* (ryc. 1) lub też badanych w *IAW* (ryc. 2) gdzie w funkcji posuwu dla różnych skoków (*H/D NACA* i *IAW*) mamy podane wielkości spółczynników mocy zapotrzebowanej ($\varkappa$ — w oznaczeniach *NACA* i μ — w oznaczeniach *IAW*), ciągu śmigła (τ — w oznaczeniach *NACA* i ψ — w oznaczeniach *IAW*), a przedewszystkiem wartości sprawności śmigła η. Widzimy, że dla przyjętych posuwów najlepsze sprawności śmigła uzyskamy dla skoków śmigieł $H/D = \sim 0{,}5$.

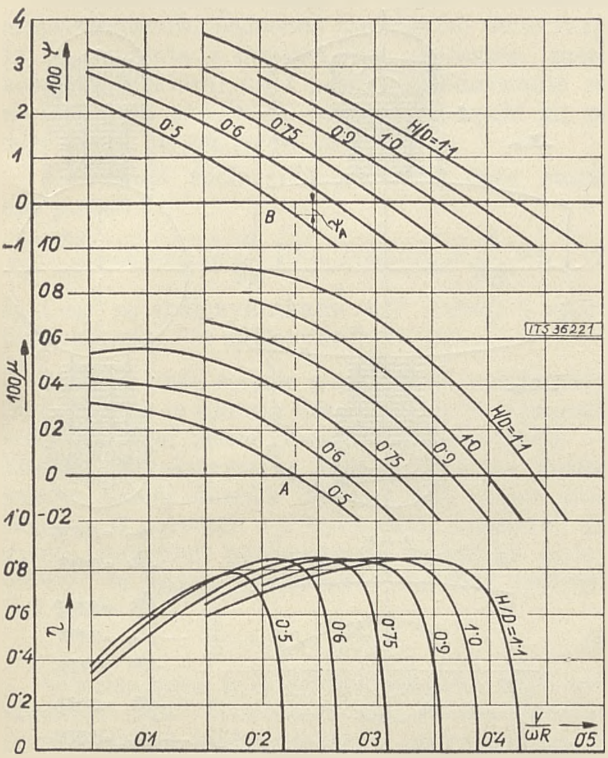
Dalsze rozważania przeprowadzamy dla śmigła o średnicy $D = 1{,}4\,m$, skoku $\frac{H}{D} = 0{,}5$, powierzchni śmigła $F_{s'} = 0{,}123\ m^2$ (kształt na ryc. 3) jako pewnego średniego reprezentanta możliwych do zastosowania śmigieł, odpowiadających początkowym naszym założeniom. Charakterystyki tego śmigła należącego do rodziny opracowanej przez inż. Bukowskiego w Instytucie Aerodynamicznym Warszawskim, przyjmujemy według badań tego Instytutu (ryc. 2).

Przechodząc do rozpatrzenia zagadnienia zmniejszenia oporów zespołu śmigło-silnikowego w locie ślizgowym, bierzemy pod uwagę rozwią-

zania wykluczające chowanie całego zespołu jak ma to miejsce np. w motoszybowcu I. Carden'a.

Spółczynnik oporu śmigła nieruchomego według danych inż. Bukowskiego waha się w granicach $c_{xs'}=0{,}85-1{,}0$. Przyjmując dla naszego śmigła o małym skoku wartość bliższą jedności: $c_{xs'}=0{,}95$, otrzymamy w odniesieniu do powierzchni motoszybowca spółczynnik oporu

$$c'_{xs} = c_{xs'}\,\frac{F_{s'}}{F} = 0\cdot95\,\frac{0\cdot123}{16} = 0\cdot0077\,.$$



Ryc. 2.
Charakterystyki pewnej rodziny śmigieł o stałym skoku p/g I. A. W.

Przyjmując prędkość lotu przy $c_y=1$ ($V_e=16{,}5\ m/sek$) jako prędkość porównawczą dla lotu szybowego, znajdziemy, iż opory spowodowane nieruchomem śmigłem pociągną wzrost prędkości opadania o:

$$\Delta V_y = \frac{c_{xs}'\,.\,F_s'\,.\,q\,.\,V_e}{Q} = 0\cdot125\ m/sek$$

(q — ciśnienie prędkości).

By zdać sobie sprawę czy trzeba będzie śmigło hamować specjalnem urządzeniem, czy też opory silnika wystarczą na to, by śmigło się nie obracało, określimy dla jakiej wartości prędkości lotu motoszybowca moment oporu stawiany przez silnik będzie większy od momentu dawanego przez śmigło przy danej prędkości lotu. Moment wywierany przez śmigło da się określić jako:

$$M_s' = m\,.\,F_{os}'\,.\,q\,.\,R$$

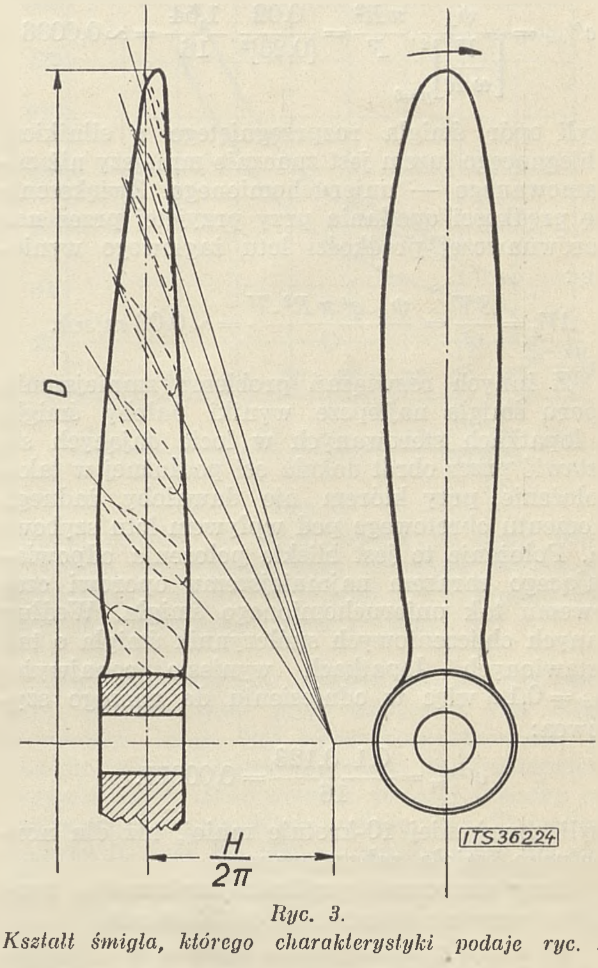
gdzie $m=$ spółczynnik którego wartość według badań inż. Bukowskiego waha się w granicach $m=0{,}20-0{,}28$ (dla małych skoków bliższe 0,2) F_{os}' — pole koła zakreślonego śmigłem.

Śmigło będzie wirować gdy moment aerodynamiczny $M_s' > M_h$ gdzie: M_h — jest momentem oporowym silnika w biegu luzem.

Z braku ścisłych danych dla określenia wielkości M_h przyjmujemy $M_h=3\,kgm$, którą to wielkość otrzymano przez pomiar dla jednego z dwutaktów o zbliżonej mocy [JS_3] [2]). Prędkość przy której śmigło będzie wirować wyniesie:

$$V>4\sqrt{\frac{M_h}{m\,.\,F_{os}'\,.\,R}}=4\sqrt{\frac{3}{0{,}2\,.\,1{,}54\,.\,0{,}7}}=\sim 15\,m/sek.$$

Widzimy, że potrzebnem byłoby specjalne urządzenie hamujące, by śmigło w obrębie stosowanych prędkości lotu żaglowego utrzymać nieruchomo. Gdybyśmy pozwolili śmigłu wirować napędzając motor to straty energji w tym wypadku, a więc i opory byłyby znacznie większe niż dla śmigła unieruchomionego.



Ryc. 3.
Kształt śmigła, którego charakterystyki podaje ryc. 2.

Bardziej korzystnem od wspomnianego będzie rozwiązanie, polegające na rozprzęgnięciu śmigła z silnikiem i pozwalające obracać mu się luźno.

W tym wypadku z dużem przybliżeniem możemy przyjąć, że opory ruchu obrotowego śmigła w łożyskach są tak małe, iż równają się zeru. Z charakterystyk śmigła na ryc. 2 widzimy, że stan taki odpowiada punktowi A i wartość posuwu $p=0{,}23$. Ciąg śmigła będzie wtenczas ujemny (znajdujemy się na prawo od punktu B),

---

[2]) Wartość M_h podana przez p. J. Szablowskiego konstruktora silnika JS_3.

a wielkość tego ciągu ujemnego zgodnie z oznaczeniami przyjętemi w Instytucie Warszawskim określi równanie na ciąg:

$$S = \psi_A . q' . \pi . R^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

gdzie q' jest ciśnieniem prędkości odpowiadającem prędkości obwodowej końca łopatki śmigła. ψ_A — jest spółczynnikiem ciągu w A.

Spółczynnik oporu $C_{xs'}$ w odniesieniu do powierzchni szybowca znajdziemy, uwzględniając, że opór określi się z jednej strony związkiem:

$$P''_x = c''_{xs'} . q . F \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

z drugiej strony:

$$P''_x = S = \psi_A . q' . \pi . R^2 = \psi_A \frac{4\pi^2 . n^2 . R^2 . \delta}{2g} \pi . R^2 \quad (6)$$

podstawiając w (6) wartość na „n" ze związku (2) i porównując prawe strony wyrażeń (5) i (6) otrzymamy:

$$c''_{xs'} = \frac{\psi_A}{\left[\frac{V}{\omega R}\right]^2_{\mu=0}} . \frac{\pi R^2}{F} = \frac{0{,}02}{[0{,}23]^2} . \frac{1{,}54}{16} = \sim 0{,}0036$$

czyli opór śmigła rozprzęgniętego z silnikiem i biegnącego luzem jest znacznie mniejszy niż zahamowanego — unieruchomionego. Zwiększenie się prędkości opadania przy przyjętej przez nas porównawczej prędkości lotu żaglowego wyniesie:

$$\Delta V_y = \frac{S\,V}{Q} = \frac{\psi_A . q' \pi R^2 . V}{Q} = \sim 0{,}06 \; m/sek.$$

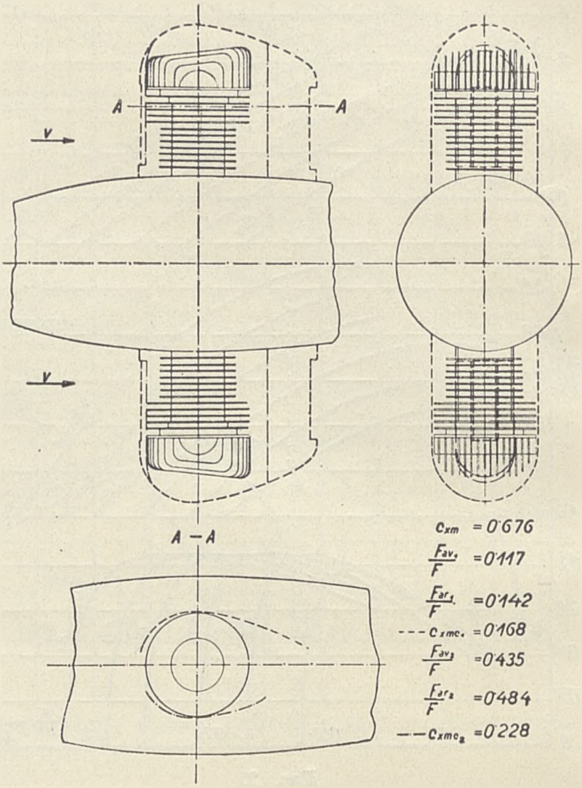
Z innych rozwiązań problemu zmniejszenia oporu śmigła najlepsze wyniki dałoby śmigło o łopatkach sterowanych w locie dających się ustawić przez obrót dokoła osi podłużnej w takie położenie, przy którem nie dawałoby żadnego momentu obrotowego pod wpływem lotu szybowca. Położenie to jest bliskie położenia odpowiadającego zarazem najmniejszemu oporowi czołowemu tak unieruchomionego śmigła. Według danych obliczeniowych spółczynnik śmigła o tak ustawionych łopatkach wyniesie conajwyżej $c_{xs'} = 0{,}1$ a więc w odniesieniu do naszego szybowca:

$$c'''_{xs} = \frac{0{,}1 . 0{,}123}{16} = 0{,}00077.$$

czyli conajmniej 10-krotnie mniej, niż dla normalnego śmigła zahamowanego.

Przy wzorcowej prędkości żaglowania, opadanie wzrośnie zaledwie o 0,0125 $m/sek.$

W walce o zmniejszenie oporów w locie żaglowym jak i silnikowym osobny problem stanowi należyte osłonięcie silnika. Dla zdobycia danych doświadczalnych jak wielkie mogą być korzyści w tym wypadku, zostały przeprowadzone w Instytucie Techniki Szybownictwa we Lwowie badania wstępne dla najpopularniejszych stosunkowo w zastosowaniu do motoszybowców silników o cylindrach naprzeciwległych. W wyniku tych badań przeprowadzonych w Laboratorjum Aerodynamicznem P. L. na cylindrach o obrysie wskazanym na ryc. 4 przy skali modelu ok. 2 : 5 znaleziono, że opór czołowy [2]), gdy ma się dostatecznie dużo miejsca dla należytego uformowania osłony cylindra można zmniejszyć z $c_{xm} = 0{,}676$ dla nieosłoniętego do $c_{xmc_1} = 0{,}168$. Natomiast gdy ze względu na śmigło cisnące nie można dostatecznie daleko poprowadzić owiewków cylindra, opór da się zmniejszyć do $c_{xmc_2} = 0{,}228$. Zastrzegając się zgóry, że uważam te badania za dalekie jeszcze od możliwych do osiągnięcia rezultatów, podkreślam jedynie zysk, jaki się da już osiągnąć przez zastosowanie tych urządzeń do motoszybowców.



Ryc. 4.

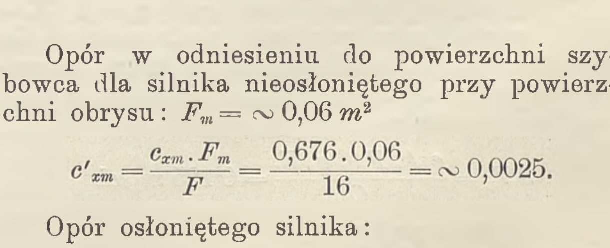
Osłonięcie silnika o cylindrach przeciwległych oraz spółczynniki oporu silnika osłoniętego i nieosłoniętego.

Opór w odniesieniu do powierzchni szybowca dla silnika nieosłoniętego przy powierzchni obrysu: $F_m = \sim 0{,}06 \; m^2$

$$c'_{xm} = \frac{c_{xm} . F_m}{F} = \frac{0{,}676 . 0{,}06}{16} = \sim 0{,}0025.$$

Opór osłoniętego silnika:

$$c''_{xm} = c'_{xm} \frac{c_{xmc_1}}{c_{xm}} = 0{,}0025 \frac{0{,}168}{0{,}676} = \sim 0{,}00064.$$



Ryc. 5.

Uproszczony schemat startu.

[2]) Spółczynniki oporu odniesiono we wszystkich wypadkach do powierzchni obrysu obu cylindrów.

Zysk na prędkości opadania w locie z prędkością porównawczą wyniesie:

$$-\Delta V_y = \frac{V_e \cdot q_c \cdot F_m}{Q} (c_{xm} - c_{xmc_1}) = \sim 0{,}035\ m/sek.$$

Przy zastosowaniu wskazanych tutaj osłonięć silnika nie należy się liczyć ze specjalnem pogorszeniem chłodzenia cylindrów, gdyż badania wykazały pod osłoną zupełnie dobre przepływy, a odpowiednie kierowanie strugi nawet polepsza chłodzenie tylnej części cylindra.

Rozpatrując problemy związane ze startem motoszybowców, będziemy rozróżniać dwie fazy: 1) od ruszenia z miejsca do uzyskania prędkości, przy której pilot powoduje oderwanie się szybowca od ziemi i 2) okres wznoszenia się po oderwaniu się od ziemi (ryc. 5).

Równanie ruchu dla pierwszej fazy startu ma postać:

$$\frac{Q}{g} \cdot \frac{dV}{dt} = S - c_{x_1} \cdot F \frac{\delta}{2g} V^2 - f\left(Q - c_{y_1} F \frac{\delta}{2g} V^2\right) \quad (7)$$

c_{x_1} i c_{y_1} są spółczynnikami siły nośnej i oporu przy starcie, f = spółczynnik tarcia.

Wogóle przy starcie ciąg śmigła ulega zmianie i zmianę tę ujmują liczne wzory, że wymienię tylko bardziej znane Ewerlinga i Aleyrac'a. — Znając charakterystykę śmigła i silnika można jeszcze ściślej określić zmiany siły ciągu przy starcie. W naszych rozważaniach, mających jedynie charakter porównawczy będziemy przyjmować, że ciąg w czasie pierwszej fazy rozbiegu jest stały.

$$S = S_0 = \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Czyniąc takie przyjęcie popełniamy błąd, nieznaczny, gdyż wynoszący dla motoszybowców (z powodu ich małej prędkości oderwania się od ziemi) wszystkiego 10—15%, zresztą podkreślam, że nasze rozważania mają jedynie charakter porównawczy jako ilustracja dla pewnych problemów.

Przedstawiając równanie ruchu w dogodniejszej postaci, otrzymamy:

$$\frac{dV}{dt} = g\left(\frac{S_0}{Q} - f\right) + \frac{F\delta}{2Q} V^2 (f \cdot c_{y_1} - c_{x_1}) \quad (9)$$

wartości f różni autorowie podają bardzo różnie. Biorąc jako średnią wartość $f = 0{,}07$ oraz przyjmując, że:

$$f \cdot c_{y_1} = c_{x_1}$$

otrzymamy na długość rozbiegu do chwili oderwania się od ziemi bardzo prosty wzór:

$$s_1 = \frac{V_e^2}{2g}\left(\frac{S_0}{Q} - f\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

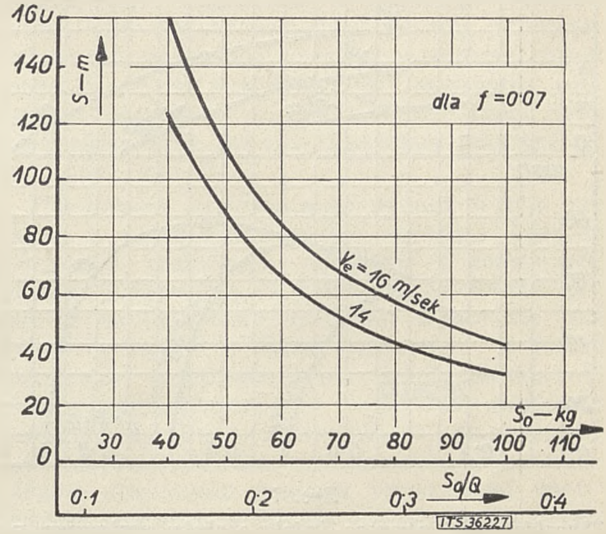
Posługując się tą zależnością sporządziliśmy dla naszego wzorcowego motoszybowca, wykres (ryc. 6), który wyraźnie ilustruje jak duży wpływ na długość rozbiegu ma wielkość ciągu w miejscu S_0.

Jeżeli śmigło zostanie tak dobrane, by przy szybkości maksymalnej lotu dawało największą sprawność i silnik rozwijał pełną moc, to przy starcie będzie mieć mniejszą ilość obrotów. Tak np. dla silnika normalnego, gdzie wartość momentu M_s jest prawie stałą w dość dużym zakresie ilości obrotów otrzymamy ich spadek w stosunku odwrotnym spółczynników mocy oddawanej przez śmigło.

Dla naszego przykładu:

$$\frac{n_s}{n_{max}} = \frac{\mu_{\eta\ max}}{\mu_{p=0}} = 0{,}666.$$

Dla śmigła z rodziny przedstawionej na ryc. 2, dobranego na maksymalną prędkość lotu naszego wzorcowego motoszybowca, obroty silnika spadłyby z $n_{max} = 2700\ obr/min$ do $n_s = \sim 1800\ obr/min$; siła ciągu śmigła w miejscu wyniesie $S_0 = \sim 52\ kg$; długość rozbiegu po ziemi $s = \sim 105\ m$.



Ryc. 6.

Długość rozbiegu po ziemi zależnie od ciągu śmigła w miejscu (lub stosunku ciągu do ciężaru całkowitego) dla prędkości wzlotu V = 16 m/sek i V = 14 m/sek obliczona dla spółczynnika tarcia f = 0,07.

Dla innej rodziny śmigieł ten spadek obrotów, a więc moc przy starcie i siła ciągu w miejscu mogą być nieco korzystniejsze, jednakże pełne wyzyskanie mocy będzie możliwe jedynie przez zastosowanie śmigieł o skoku nastawnym. Dla przykładu podaję (ryc. 7) według reportu *R. & M.* Nr. 829 charakterystyki dla śmigieł o skoku nastawnym i wartości $\frac{H}{D} = 0{,}7$, a więc niezupełnie odpowiadającym dla rozważanych motoszybowców mimo to dość dobrze ilustrujące istotę zagadnienia. Dla tego śmigła przy nastawieniu łopatek w locie na 0^0 oraz przy starcie na $-4^0 30'$ widzimy, że śmigło dobrane dla posuwu: $\frac{V}{nD} = 0{,}6$ (lot z V_{max}) po przestawieniu łopatek dałoby możność osiągnięcia przy pracy w miejscu obrotów większych aniżeli n_{max} gdyż:

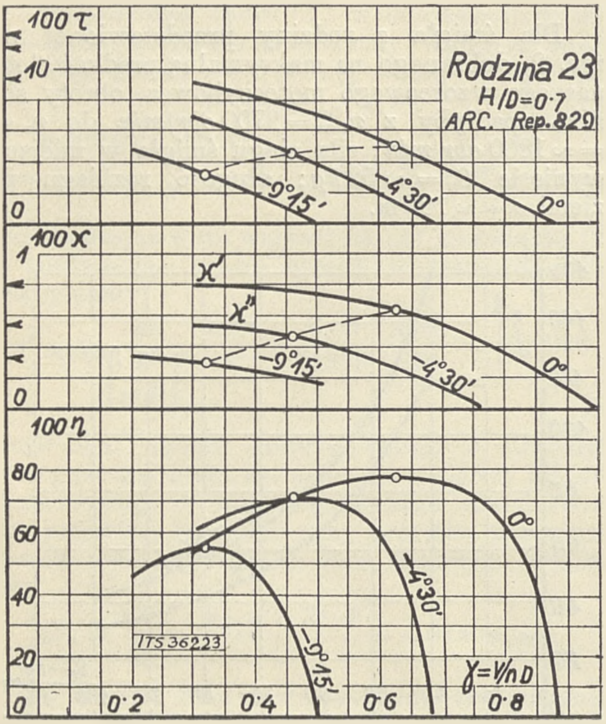
$$\frac{K'_{\eta\ max}}{K''_{\gamma=0}} = \frac{0{,}0062}{0{,}0057} = 1{\cdot}08.$$

Lecz przyjmując, że łopatki śmigła zostały tylko tak nastawione, by silnik przy pracy w miejscu osiągnął swoje maksymalne obroty,

otrzymamy, posługując się wzorami stosowanemi przez N. A. C. A., wielkość ciągu w miejscu:

$$S_0 = \tau \frac{\delta}{g} n^2 D^4 = 1{,}05 \frac{1}{8} . 45^2 . 1{,}3^4 = \sim 75\ kg \quad (11)$$

(ze względu na większą wartość skoku do obliczeń przyjęliśmy $d = 1{,}3$) [2]).



Ryc. 7.
Charakterystyki pewnego śmigła o skoku nastawnym p/g N. A. C. A.

W naszym przykładzie porównawczym widzimy, że przez zastosowanie śmigła o zmiennym skoku rozbieg odpowiadający ciągowi w miejscu $S_0 = 75\ kg$ skróciłby się do $60\ m$. Ten rachunek porównawczy ilustruje najlepiej korzyści zastosowania śmigła o skoku nastawnym.

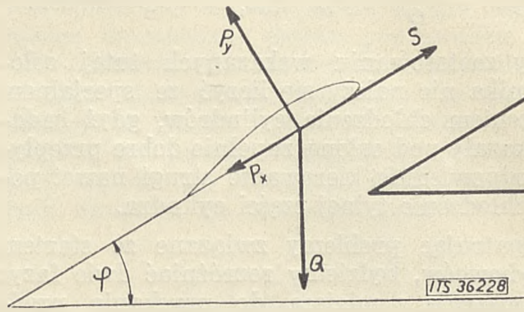
Gdyby konstrukcja silnika pozwalała przy starcie chociażby na krótki czas osiągnąć obroty przekraczające nieco n_{max} nominalne, to przy śmigle o skoku nastawnym otrzymalibyśmy jeszcze bardziej efektywne skrócenie rozbiegu.

Wykres podany na ryc. 6 wskazuje przynajmniej jakościowo, jak wielkie jest znaczenie dla skrócenia długości rozbiegu, zmniejszenie prędkości oderwania się od ziemi. Sprawa ta łączy się z drugą fazą startu, mianowicie uzyskaniem możliwie najlepszego kąta wznoszenia przy ziemi.

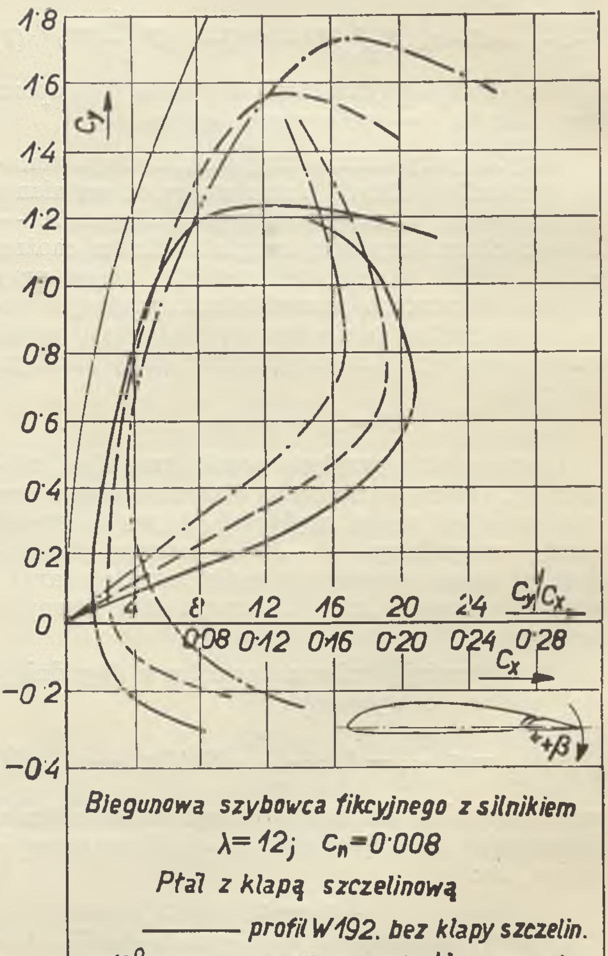
Bilans mocy w locie wznoszącym ma postać:

$$75\,\eta N = (P_x + Q \sin\varphi)\, V_t \quad . \ . \ . \ (12)$$

(kąt φ określa nachylenie toru wznoszącego do poziomu ryc. 8) ale $P_x = P_y/\varepsilon$; gdzie ε jest doskonałością motoszybowca przy c_y odpowiadających lotowi z prędkością V.



Ryc. 8.
Uproszczony schemat lotu wznoszącego.



Ryc. 9.
Biegunowe motoszybowca fikcyjnego.

Uwzględniając przytem (ryc. 8) że:

$$P_y = Q \cos\varphi; \quad V_t \cos\varphi = V; \quad V \sin\varphi = W$$

możemy otrzymać bardziej dogodną postać dla określenia nachylenia toru wznoszącego:

$$\frac{W}{V} = \frac{75\,\eta N}{V . Q} - \frac{1}{\varepsilon} \quad . \ . \ . \ . \ . \ (13)$$

---

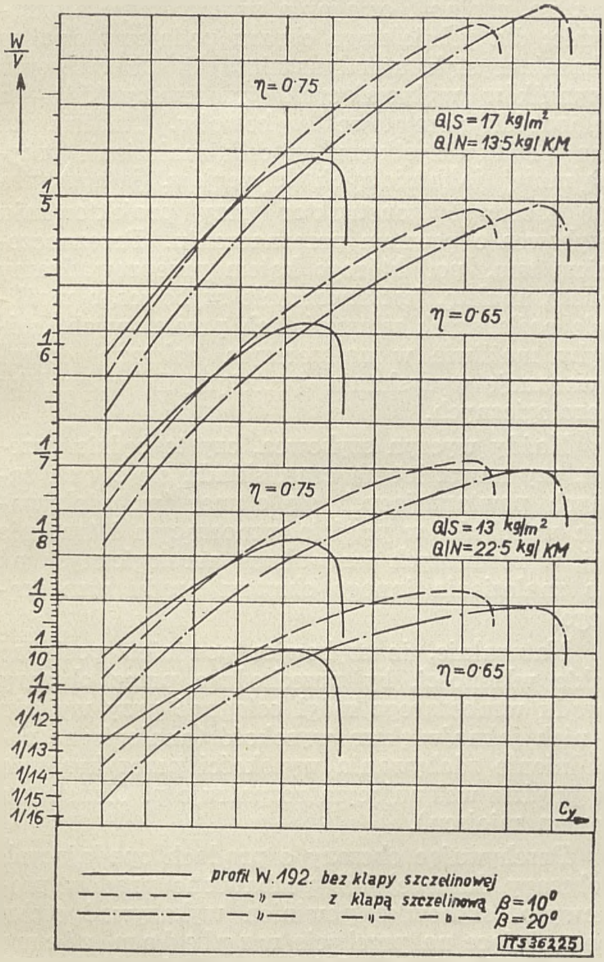
[2]) Dobierając śmigło z tej rodziny dla nastawienia łopatek na 0^0 (najlepsza sprawność przy $\frac{V}{nD} = \sim 0{,}6$ co odpowiada warunkom lotu przy $V_{max} = 110-120\ km/godz$,) otrzymalibyśmy dla mocy $N_{max} = 20\ KM$: $n_{max} = 2700\ obr/min$, średnicę śmigła $D = \sim 1{,}3\ m$.

lub przyjmując:

$$V = 4\sqrt{\frac{Q}{S}\,\frac{1}{c_y}}$$

otrzymamy: $$\frac{W}{V} = \frac{75\,\eta}{4\,\frac{Q}{N}\sqrt{\frac{Q}{S}}}\cdot\sqrt{c_y} - \frac{1}{\varepsilon} \quad . \; . \; . \; (14)$$

Posługując się tem wyrażeniem obliczono dla naszego motoszybowca fikcyjnego, pod założeniem zastosowania *W*.192 [5]) (biegunowa szybowca Ryc. 9) pochylenie toru wznoszenia, zakładając wartości: $\eta = 0{,}65$ i $\eta = 0{,}75$ (ryc. 10).



Ryc. 10.

Porównawcze wykresy poprawy kąta wznoszenia przez zastosowanie klapy u szczeliny, przeliczone dla sprawności śmigła $\eta = 0{,}65$ i $\eta = 0{,}75$.

Pozatem dla porównania podano nachylenia torów wznoszących dla motoszybowca z silnikiem o mniejszej mocy: $N = 10\,KM$ i mniejszem obciążeniu powierzchni.

[5]) Profil ten wybrano jako posiadający charakterystyki aerodynamiczne typowe dla dwuwypukłych profili (szybkościowych) o stosunkowo małych oporach profilowych. Abstrahujemy natomiast od kwestji czy profil o tej grubości (13%) nadaje się na motoszybowiec o skrzydle wolnonośnem (opory szkodliwe w założeniu braliśmy dla konstrukcji wolnonośnej), gdyż dysponujemy obecnie tak wielkim materjałem w dziedzinie profili lotniczych, iż zawsze możemy uzyskać płat odpowiadający wymogom konstrukcyjnym, a osiągający przytem (dla $\lambda = 12$ lub bliskiego) conajmniej tak dobre charakterystyki aerodynamiczne jak przeliczone dla $\lambda = 12$ profilu *W*. 192.

Chcąc zbadać w jakim stopniu polepszy się kąt wznoszenia przy ziemi z zastosowaniem urządzeń aerodynamicznych dla zwiększenia nośności, podaję jako przykład dla naszego szybowca porównawczego odpowiednie przeliczenia, z zastosowaniem klapy ze szczeliną na całej rozpiętości skrzydła. Przyjęto wychylenie klapy do startu o kąt $\beta = 10^0$ i $\beta = 20^0$. Klapy te wyraźnie polepszające kąt wznoszenia, można wykorzystać pozatem do zmniejszenia prędkości lądowania i kąta podchodzenia przy lądowaniu. Z pośród różnych urządzeń zwiększających nośność wybrałem dla naszego przykładu porównawczego klapę ze szczeliną ze względu na dobre rezultaty w osiąganiu dużych doskonałości przy dużych *Cy*, jak również ze względu na konstrukcyjną prostotę tego urządzenia. Z podanego wykresu możemy się zorjentować w ilościowej poprawie wznoszenia; nie należy przytem zapominać, o polepszeniu startu również dzięki skróceniu rozbiegu po ziemi przez zmniejszenie prędkości, przy której pilot może już motoszybowiec oderwać od ziemi (por. ryc. 6).

Przeliczenia porównawcze podane w tym artykule, a pozwalające ocenić zgrubsza korzyść stosowania niektórych urządzeń i rozwiązań, dobitnie podkreślają, iż jednem z czołowych zagadnień motoszybownictwa jest adaptacja dla jego celów śmigła o skoku nastawnym w locie. Praktyczne przeprowadzenie fundamentalnych założeń motoszybownictwa: pierwsze możność wyzyskiwania dla lotu warunków atmosferycznych przydatnych dla normalnych szybowców i drugie stworzenie podstaw praktycznej użytkowności, znajduję w śmigle o skoku nastawnym doskonałe oparcie.

Konstrukcyjna realizacja adaptacji śmigła nastawnego w locie dla motoszybowców, jak również stosowanie innych urządzeń tutaj wskazanych, pociągnie za sobą pewne komplikacje w budowie motoszybowców, jednakże nie zdaje mi się słusznem, by popularyzacja motoszybownictwa i jego przenikanie w masy musiało iść jedynie drogą prymitywizmu konstrukcyjnego.

Rozwój przemysłu samochodowego jest może najlepszym przykładem, iż drogi rozwoju wszerz nie powinny się obawiać nowych zagadnień technicznych i konstrukcyjnych, lecz opanowywać je i udostępniać dla przeciętnego użytkującego.

Przy opracowaniu artykułu korzystałem z następujących materjałów:

1. J. Bukowski, Projekt śmigła, Warszawa, 1936.

2. J. Bukowski, Charakterystyka śmigła, z uwzględnieniem warunków lotu nurkowego, *Przegląd Lotniczy*, Nr. 4, 1936.

3. S. Neumark, Obliczenia długości startu i lądowania.

4. S. Neumark, Metoda analityczna w mechanice lotu, Sprawozdanie IBTL, 1932 i 1933 r.

5. G. A. Crocco, Elementi di Aviatione, Roma, 1933.

Pozatem korzystałem z materjałów udzielonych mi przez I. A. w Warszawie oraz informacji osobistych pp. inż. inż. Bukowskiego i Awałowa.

INŻ. WIESŁAW STĘPNIEWSKI

Własności przelotowe szybowców oraz kwestja wyzyskania t. zw. minimów aerologicznych.

Les propriétés des planeurs en vol de distance et problème d'utilisation des minima aérologiques.

En se servant des méthodes approximatives, en remplaçant polaire du planeur près de la finesse maximum et plus bas par une parabole à l'equation (2), l'auteur dispute l'influence des paramètres constructives comme l'allongement, traînée, et charge allure sur des propriétés des planeurs en vol de distance en divers conditions aérologiques.

L'auteur voit la possibilitée d'utilisation des minima aérologiques, c'est à dire des ascensions inférieurs à 0,5 *m/sec*, par construction d'un planeur à faible charge allure $\frac{Q}{S} = 9 - 11\ kg/m^2$ allongement $\lambda = \sim 15$ et traînée $c_{xn} = 0{,}015 - 0{,}020$.

Grace à faible traîné ce planeur malgré faible charge allure, en vol à la vitesse plus grande que normalle reserverait vitesse de descente voisine de planeurs normaux.

Oznaczenia.

c_y — spółczynnik wyporu siły aerodynamicznej,
c_x — spółczynnik oporu „ „ ,
c_{xp} — spółczynnik oporu profilowego,
c_{xsz} — spółczynnik oporów szkodliwych (w odniesieniu do pow. płata),
c_{xi} — spółczynnik oporu indukowanego,
$\frac{Q}{S}$ — obciążenie powierzchni w kg/m^2,
λ — wydłużenie płata,
δ — ciężar właściwy powietrza w kg/m^3,
g — przyspieszenie ziemskie w m/sek^2,
V — prędkość lotu szybowca m/sek,
V_x — rzut poziomy prędkości lotu m/sek,
V_y — prędkość opadania (rzut pionowy prędkości lotu) m/sek,
W — prędkość wiatru poziomego m/sek,
U — prędkość prądu pionowego m/sek,
H — różnica wysokości odpowiadająca przelecianej lotem ustalonym odległości L,
L — odległość przeleciana w locie ustalonym przy różnicy wysokości H,
ε — doskonałość względem powietrza,
$\varepsilon_1 = \frac{L}{H}$ — doskonałość względem ziemi.

Niejednokrotnie zarówno w literaturze zagranicznej jak i krajowej poruszano problem najwłaściwszego wyboru wydłużenia płata i charakterystyk profili zależnie od przeznaczenia szybowców. Mimo to problem ten pozostaje wciąż jeszcze przedewszystkiem kwestją intuicji konstruktora.

Chcąc ułatwić konstruktorowi szybkie sprawdzenie w drodze obliczeniowej poczynionych założeń i możliwych do zastosowania warjantów, podaliśmy w poprzednim numerze L. Czasopisma Lotniczego przystosowanie metody wykresów logarytmicznych dla celów konstrukcji szybowców. Obecnie w związku z artykułami, poruszającemi szereg spraw związanych bądź to z aerodynamiką szybowca, bądź też z własnościami lotnemi jak np. zdolność osiągania wysokości przez krążenie; dla pełniejszego obrazu podajemy analizę charakterystyk aerodynamicznych oraz innych czynników wpływających przedewszystkiem na własności przelotowe szybowców. Analiza ta ma przedewszystkiem na celu znalezienie przynajmniej jakościowych kryterjów, jakiemi ma się kierować konstruktor przy projektowaniu szybowca o pewnem przeznaczeniu. Przeznaczeniem tem, pod którego kątem przeprowadzamy naszą analizę, jest stworzenie szybowca o możliwie najlepszych własnościach przelotowych, któryby możliwie w najszerszym zakresie dawał gwarancję wyzyskania przeciętnych warunków aerologicznych.

Każdy wyczyn szybowca, czy to będzie przelot, czy nawet lot na czas, składa się z tych samych powtarzających się elementów: zdobywania wysokości w prądzie wznoszącym i tracenie jej, w rozmaitych warunkach aerologicznych aż do znalezienia innego obszaru prądu wznoszącego.

Naturalnie, że szybowiec powinien posiadać takie własności, by przechodząc przez obszary prądu wznoszącego mógł osiągnąć przy wyjściu z nich jaknajwiększą wysokość (analogiczne zagadnienie zdobywania wysokości przez krążenie w prądzie wstępującym rozpatruje p. Oleński na innem miejscu).

Przebywając obszary o prądach opadających (obszary duszące) lub pozbawione prądów pionowych, szybowiec powinien wykazywać cechy pozwalające na przebycie względem ziemi jaknajwiększej odległości przy jaknajmniejszej stracie wysokości. Inaczej mówiąc doskonałość względem ziemi

$$\varepsilon_1 = \frac{L}{H}$$

powinna być jaknajwiększa.

Przy rozpatrywaniu problemu obszarów nienoszących nasuwają się następujące proste wypadki:

1. lot ślizgowy w powietrzu nieruchowem (niema prądów poziomych ani pionowych),
2. lot pod wiatr w powietrzu pozbawionem ruchów pionowych,
3. przechodzenie obszarów prądów opadających,
4. lot z wiatrem w powietrzu pozbawionem ruchów pionowych.

W rzeczywistości prawie zawsze spotykamy wzajemne powiązanie wskazanych tu prostych przykładów. Jednak wnioski wyciągnięte przy

rozpatrywaniu przypadków prostych dają pewną wytyczną dla myśli konstrukcyjnej.

W kompleksie zagadnień związanych z rozszerzeniem możliwości przelotów coraz poczęśniejsze miejsce zaczyna zajmować kwestja wykorzystania t. zw. minimów warunków aerologicznych. Konstrukcyjny wyraz tych tendencyj, tak silnie podkreślanych np. przez prof. Georgi'ego na ostatnim kongresie ISTUS-a w Budapeszcie, znajdzie się w uzyskaniu prędkości opadania szybowców bliskich prędkościom prądów wstępujących, obejmujących nieraz znaczne obszary, lecz zbyt słabych dla uzyskania wznoszenia przy dzisiejszych szybkościach opadania szybowców. Prędkość tych prądów wznoszących nie przekracza bowiem nieraz 0,5 *m/sek*. Wspomniane zagadnienie uzyskania minimalnych prędkości opadania rozważymy jako jeden z elementów lotu w powietrzu nieruchomem.

1. *Lot w powietrzu nieruchomem.*

Zastosowanie metody analitycznej w rozważanych przez nas problemach ułatwiłoby w dużym stopniu wyłuskanie wielkości konstrukcyjnych wpływających na własności szybowca oraz pozwoliłoby na lepsze przedyskutowanie wpływu poszczególnych parametrów. Trudność polega w pierwszej linji na zastąpieniu całej biegunowej jakąś funkcją matematyczną [1]), mającą w dodatku uzasadnienie fizykalne i konstrukcyjne. — Szczególne przebiegi biegunowej zarówno płata jak i całego szybowca w okolicy dużych c_y są tak indywidualne, że przybliżone zastąpienie tej części biegunowej przez jakąś funkcję matematyczną byłoby połączone albo ze zbyt grubem naciąganiem rzeczywistości do pewnego szablonu, lub powodowałoby wprowadzenie zbyt skomplikowanych funkcyj, dzięki czemu traciłoby się sens fizykalny i konstrukcyjny poszczególnych parametrów i zmiennych. Bezsprzecznie lepsze rezultaty dla jakościowych rozważań i wyciągnięcia wniosków na drodze analizy daje zastąpienie łuku biegunowej odpowiadającego użytkowym kątom natarcia przez łuk paraboli. Tę parabolę, którą będziemy zastępować interesujący nas łuk biegunowej, otrzymamy powiększając odcięte paraboli oporu indukowanego $c_x = \frac{c_y^2}{\pi \lambda}$ o stałą wielkość c_{xn} (c_{xn} przyjmujemy do naszych rozważań jako niezmienne). W sensie konstrukcyjnym opór ten stanowi sumę oporu profilowego (przyjętego jako niezmienny), oraz oporów szkodliwych (również przyjętych jako niezmienne).

$$c_{xn} = c_{xp} + c_{xsz} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wobec tego równanie paraboli zastępczej przybierze postać.

$$c_x = c_{xn} + \frac{c_y^2}{\pi \lambda} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

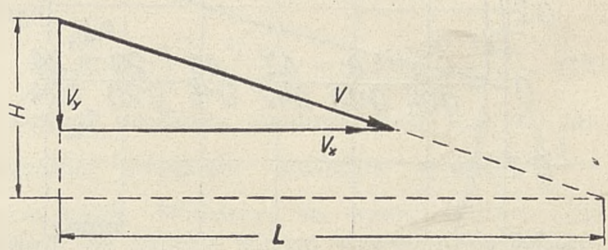
Jak wspomniano wyżej, zastąpienie biegunowej na odcinku użytkowych kątów natarcia nie pozwala całkowicie dociągnąć rzeczywistej biegunowej do tak przyjętej funkcji matematycznej, jednak dla celów analizy orjentacyjnej jest zupełnie dobrem, tem bardziej, że wprowadza wielkości, mające wyraźny sens dla konstruktora jak wydłużenie, opór profilowy i opory szkodliwe [2]).

Przechodząc do analiz własności lotu w powietrzu nieruchomem (ryc. 1) rozważamy przedewszystkiem kwestję doskonałości. W powietrzu nieruchomem doskonałość względem ziemi i względem powietrza jest jednakowa.

$$\varepsilon_1 = \frac{L}{H} = \varepsilon = \frac{c_y}{c_x} = \frac{v_x}{v_y} \quad . \; . \; . \; . \quad (3)$$

lub przyjmując oznaczenie z (2)

$$\varepsilon = \frac{\pi \lambda c_y}{c_{xn} \pi \lambda + c_y^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$



Ryc. 1.
Tor szybowca w locie ustalonym w powietrzu nieruchomem.

Chcąc znaleść, jakie czynniki wpływają na maksymalną doskonałość i jej położenie na biegunowej (t. j. przy jakich c_y ta doskonałość zachodzi), bierzemy warnek dla ekstemu funkcji (4) w zależności od c_y

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial c_y} = \frac{\pi \lambda (c_{xn} \pi \lambda + c_y^2) - 2 c_y^2 \pi \lambda}{(c_{xn} \pi \lambda + c_y^2)^2} = 0$$

skąd

$$c_{y \varepsilon max} = \sqrt{c_{xn} \pi \lambda} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Opór odpowiadający maksymalnej doskonałości otrzymamy, wstawiając (5) do (2).

$$c_{x \varepsilon max} = 2 c_{xn} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Doskonałość maksymalną znajdziemy, wstawiając odpowiednie wielkości w (3)

$$\varepsilon_{max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \lambda}{c_{xn}}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Przed przystąpieniem do dyskusji, wynikającej ze związków (5), (7), dla zorjentowania się w stopniu dokładności sprawdzimy parę przykładów wybranych dość przypadkowo z szeregu porównań przeprowadzonych przez autora.

Ryc. 2. Płat prostokątny $\lambda = 5$, opór profilowy możemy ocenić na $c_{xp} = 0{,}01$.

Wielkości obliczone: $c_{y \varepsilon max} = 0{,}396$; $\varepsilon_{max} = 19{,}8$.

W rzeczywistym przebiegu: $c_{y \varepsilon max} = \sim 0{,}35$; $\varepsilon = \sim 20$.

Ryc. 3. Płat szybowca Sokół dla $\lambda = 10{,}54$ i $c_{xp} = 0{,}014$.

Wielkości obliczone: $c_{y \varepsilon max} = 0{,}67$; $\varepsilon_{max} = \sim 24$.

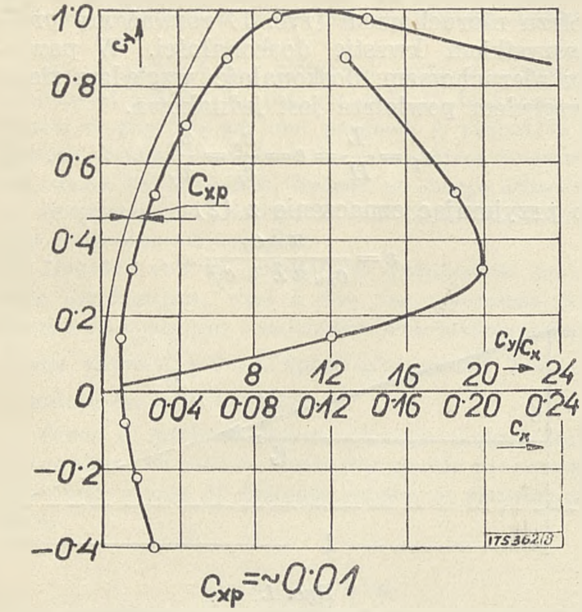
W rzeczywistym przebiegu: $c_{y \varepsilon max} = \sim 0{,}60$; $\varepsilon_{max} = \sim 23{,}3$.

---

[1]) Por. Metoda analityczna w mechanice lotu. S. Neumark, IBTL, Warszawa 1931 i 1932.

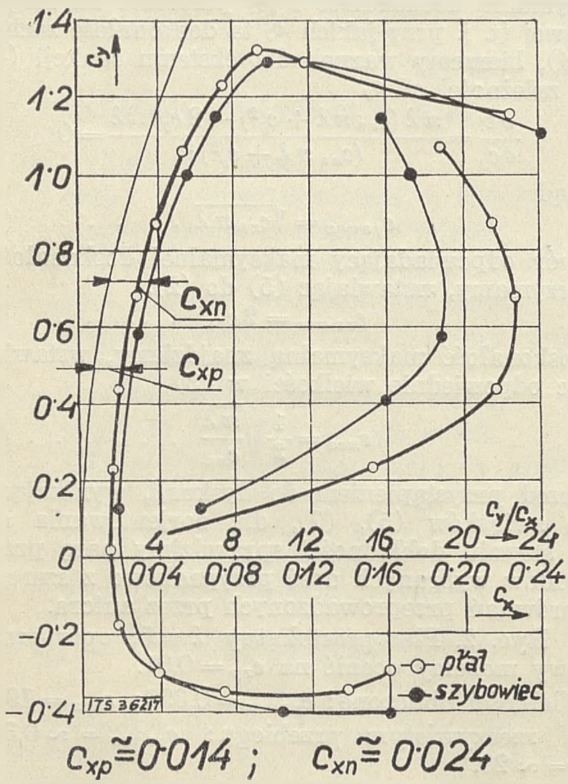
[2]) Przed zbytnią pochopnością w wyciąganiu zbyt dalekich wniosków ilościowych znajdzie czytelnik ostrzeżenie w artykule Dr. Fuchsa.

Cały szybowiec: dla $c_{xn} = 0{,}024$.
Wielkości obliczone $c_{y\,\varepsilon\,max} = 0{,}88$; $\varepsilon_{max} = 18{,}7$.
Z przebiegu rzeczywistego: $c_{y\,\varepsilon\,max} = 0{,}75$; $\varepsilon_{max} = \sim 19$.



Ryc. 2.

Przykład biegunowej profilu o stosunkowo małych oporach profilowych.



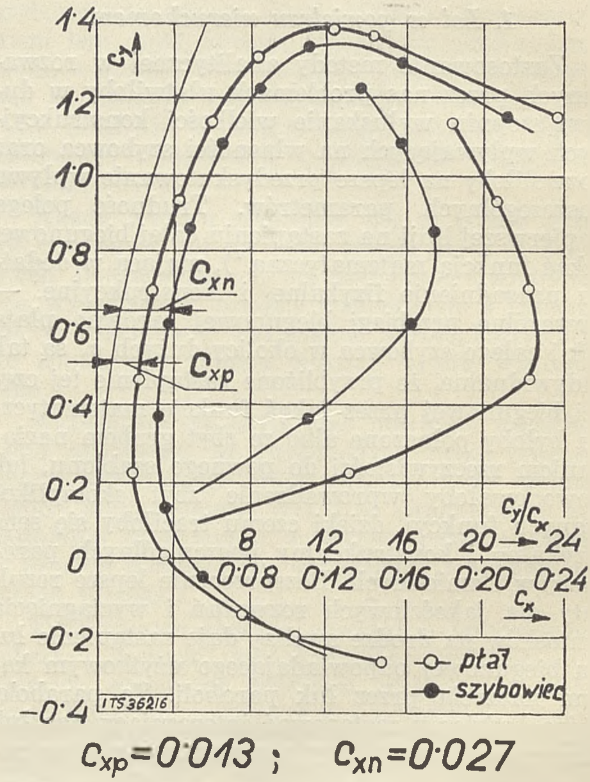
Ryc. 3.

Biegunowa płata oraz całego szybowca akrobacyjnego (pg. danych I. A. w Warszawie).

Ryc. 4. Szybowiec z silnikiem. W okolicy bardzo małych c_y znaczne odchylenia od przyjętej paraboli. W obrębie użytkownych kątów zgodność zadowalająca.

Dla $\lambda = 11$: $c_{xn} = 0{,}027$.
Wielkości obliczone: $c_{y\,\varepsilon\,max} = 0{,}94$; $\varepsilon_{max} = 17{,}8$.
Z przebiegu rzeczywistego: $c_{y\,\varepsilon\,max} = 0{,}85$; $\varepsilon_{max} = 17{,}5$.

Na powyższych przykładach widzimy, że dla średnich wydłużeń i przy prawidłowych przebiegach biegunowej dla wyciągnięcia ogólnych wniosków można dość dobrze dla celów analizy posługiwać się zastąpieniem łuku biegunowej łukiem paraboli o równaniu (2). O ile chodzi o wnioski konstrukcyjne, to dadzą się one ująć na podstawie (5) i (7) następująco: z (7) wniosek banalny i dobrze znany z innych rozważań, że doskonałość jest tem większa, im większe jest wydłużenie; na większe natomiast zasługuje podkreślenie wpływ czynnika c_{xn}, którego sens konstrukcyjny ze względu na wpływ na własności aeronawigacyjne nie jest dostatecznie doceniany przez konstruktorów.



Ryc. 4.

Biegunowa płata oraz całego szkolnego szybowca z silnikiem.

Wyrażenie (5) pozwala na wyciągnięcie wniosku ważnych dla dalszych rozważań z punktu widzenia przydatności szybowca do przelotu; im mniejsze jest c_{xn} tem przy niższych c_y zachodzi ε_{max}, co ma szczególne znaczenie w rozważaniach lotu na dużych prędkościach (przechodzenia obszarów niekorzystnych warunków aerologicznych).

Przy zastosowaniu metody analitycznej (używanej poprzednio) dla zbadania zagadnień najmniejszej prędkości opadania $V_{y\,min}$, w wyciąganiu wniosków ilościowych należy zachować jeszcze większą ostrożność niż poprzednio. W górnej części biegunowej nawet w dobrze dobranych pod względem aerodynamicznym

elementach szybowca, gdzie opory szkodliwe zmieniają się stosunkowo nieznacznie ze zmianą kąta natarcia i to rzeczywista biegunowa poczyna się odchylać od przyjętej paraboli zastępczej. Różnica odciętych biegunowej i paraboli oporu indukowanego zaczyna się powiększać. $c_x - c_{xi}$ staje się większa od c_{xn} wziętego dla okolic ε_{max}. Mimo to i tutaj dla ogólnego zorjentowania się we wpływie różnych parametrów konstrukcyjnych zastosujemy metodę analityczną.

Prędkość opadania:

$$V_y = \sqrt{\frac{Q}{S} \frac{2g}{\delta} \frac{1}{c_y^3/c_x^2}} = \frac{V_x}{\varepsilon}$$

wstawiając wartości z (2) oraz przyjmując dla lotu przy ziemi $\frac{2g}{\delta} = 16$ otrzymamy

$$V_y = 4 \frac{\pi c_{xn} \lambda + c_y^2}{\pi \lambda c_y \sqrt{c_y}} \sqrt{\frac{Q}{S}} \quad . \; . \; . \; . \; (8)$$

Chcąc znaleść dla jakich c_y prędkość opadania osiągnie swe minimum szukamy warunków ekstremum funkcji $f(c_y) = \frac{\pi c_{xn} \lambda + c_y^2}{\pi \lambda c_y \sqrt{c_y}}$; (obciążenie $\frac{Q}{S}$ przyjmujemy jako stałe)

$$\frac{\partial f}{\partial c_y} = \frac{2 c_y \pi \lambda c_y \sqrt{c_y} - \frac{3}{2} \pi \lambda \sqrt{c_y} (\pi c_{xn} \lambda + c_y^2)}{(\pi \lambda c_y \sqrt{c_y})^2} = 0$$

skąd

$$c_{y\,Vy\,min} = \sqrt{3 \pi \lambda c_{xn}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (9)$$

odpowiada temu zgodnie z (2)

$$c_{x\,Vy\,min} = c_{xn} + \frac{3 \pi \lambda c_{xn}}{\pi \lambda} = 4 c_{xn} \quad . \; . \; (10)$$

Minimum prędkości opadania otrzymamy wstawiając (9) i (10) w (8)

$$V_{y\,min} = 16 \sqrt{\frac{Q}{S}} \sqrt[4]{\frac{c_{xn}}{27 \pi^3 \lambda^3}} = \sim 3 \sqrt{\frac{Q}{S}} \sqrt[4]{\frac{c_{xn}}{\lambda^3}} \; . \; . \; (11)$$

Dla sprawdzenia stopnia zgodności z prędkościami opadania i położeniem maksimum funkcji $c^3{}_y/c^2{}_x$ otrzymanem na podstawie badań tunelowych podajemy następujące przykłady:

Szybowiec „Sokół". Wielkości obliczone:

$$c_{y\,Vy\,min} = 1{,}5; \quad V_{y\,min} = 0{,}75 \; m/sek,$$

$$(\text{dla } \frac{Q}{S} = 13{,}5 \; kg/m^2).$$

Z przebiegu otrzymanego w tunelu:

$$c_{y\,Vy\,min} = \sim 1{,}08 \quad V_{y\,min} = \sim 0{,}85 \; m/sek.$$

Szybowiec z silnikiem.

Wielkości obliczone:

$$c_{y\,Vy\,min} = 1{,}6, \quad V_{y\,min} = 0{,}74 \; m/sek,$$

$$(\text{dla } \frac{Q}{S} \; 13{,}5 \; kg/m^2).$$

Z przebiegu otrzymanego w tunelu:

$$c_{y\,Vy\,min} = \sim 1{,}15, \quad V_{y\,min} = \sim 0{,}84 \; m/sek.$$

Widzimy, co zresztą przewidywaliśmy, że rozbieżności między rzeczywistem położeniem maksimum funkcji c_y/c_x, a obliczonem na podstawie paraboli zastępczej są większe, niż miało to miejsce przy badaniu położenia ε_{max}. Również prędkości opadania obliczone na podstawie paraboli zastępczej i biegunowej z dmuchań wykazują różnice aczkolwiek nie tak znaczne, jednak niezgodność jest większa niż dla ε_{max}. Dlatego jako porównawczą prędkość opadania przy stosowaniu metody analitycznej zamiast $V_{y\,min}$ lepiej jest brać $V_{y\,\varepsilon\,max}$ prędkość opadania przy locie z maksymalną doskonałością. Praktycznie rzecz biorąc między prędkością opadania $V_{y\,min}$ a prędkością opadania na ε_{max} różnice są małe.

Wyrażenie na $V_{y\,\varepsilon\,max}$ znajdziemy wstawiając (5) i (6) w (8)

$$V_{y\,\varepsilon\,max} = 4 \frac{\pi c_{xn} \lambda + \pi c_{xn} \lambda}{\pi \lambda \sqrt{c_{xn} \lambda \pi} \sqrt{c_{xn} \lambda \pi}} \sqrt{\frac{Q}{S}}$$

skąd:

$$V_{y\,\varepsilon\,max} = 8 \sqrt{\frac{Q}{S}} \sqrt[4]{\frac{c_{xn}}{\pi^3 \lambda^3}} = \sim 3{,}4 \sqrt{\frac{Q}{S}} \sqrt[4]{\frac{c_{xn}}{\lambda^3}} \; . \; . \; (12)$$

Stosunek prędkości opadania przy ε_{max} do minimalnej prędkości opadania wynosi $\frac{3{,}4}{3} = \sim 1{,}135$. Widzimy, że wzory (11) i (12) różnią się jedynie stałym współczynnikiem dającym nieznaczną różnicę pomiędzy $V_{y\,\varepsilon\,max}$ i $V_{y\,min}$, dlatego biorąc za podstawowy wzór na $V_{y\,\varepsilon\,max}$ możemy zanalizować dla jakich parametrów konstrukcyjnych i obciążeń będzie można uzyskać prędkości opadania potrzebne dla wyzyskania t. zw. minimów aerologicznych. Do tego celu prowadzą trzy drogi: 1) zmniejszenie obciążenia powierzchniowego $\frac{Q}{S}$, 2) zmniejszenie c_{xn} czyli inaczej mówiąc oprócz najdalej możliwie posuniętej redukcji oporów szkodliwych stosowanie profili o bardzo małym oporze profilowym i wreszcie 3) zwiększanie wydłużenia λ.

Z tych 3 czynników dla c_{xn} możemy wyznaczyć jako granicę możliwego dziś minimum $c_{xn} = 0{,}015$ dla klasycznej formuły szybowca (przy zastosowaniu formuły bardzo rasowego bezogonowca możliwe jest prawdopodobnie jeszcze niższe zejście z oporami) i to naturalnie przy założeniu bardzo starannego wykonania rzeczywistego z doskonałem wygładzeniem powierzchni zewnętrznych. Wszelkie niedociągnięcia zewnętrznego wykonania, gdy się idzie do osiągnięcia dobrych ε i V_y drogą walki z oporami mogą dać bardzo duże rozbieżności między charakterystykami, obliczonemi i dmuchanemi a rzeczywistością.

Jeżelibyśmy przyjęli jako porównawcze wydłużenie $\lambda = 15$ (gdy idziemy drogą małych c_{xn} musimy się liczyć z koniecznością stosowania względnie cienkich profili i formuły wolnonośnej, dlatego nie przyjmujemy zbyt wysokich wydłużeń) ze wzoru (12), jako obciążenie powierzchni dla prędkości opadania $V_{y\,\varepsilon\,max} = 0{,}5$ pod poczynionemi założeniami otrzymalibyśmy:

$$\frac{Q}{S} = \sim 11 \; kg/m^2.$$

Przy $c_{xn} = 0{,}02$ osiąganych już przez nasze dzisiejsze szybowce (mówimy tu o badaniach

tunelowych) i poprzednio przyjętem $\lambda = 15$ otrzymamy obciążenie powierzchni, wynoszące $\frac{Q}{S} = \sim 9{,}4\ kg/m^2$. Widzimy więc, że zagadnienie osiągania prędkości $V_y < 0{,}5\ m/sek$ czyli wyzyskania minimów aerologicznych leży w granicach możliwości nawet klasycznych rozwiązań szybowców. Nasuwa się jednak pytanie jak taki szybowiec miałby zdolność pokonywania warunków niesprzyjających lotowi (wiatry przeciwne, obszary duszące), jakie byłyby jego zdolności przelotowe. Zagadnienie to rozważymy niżej przy naszych rozważaniach własności przelotowych szybowców wogóle.

Jak zobaczymy niżej przy rozpatrywaniu zdolności przelotowej szybowców zagadnieniem podstawowej wagi jest kwestja zmiany prędkości opadania z prędkością lotu. Pozostawiając ocenę, jaki ma mieć przebieg ta zmiana do rozpatrzenia poszczególnych przypadków prostych aeronawigacji szybowcowej, tutaj rozpatrzymy jedynie jak wpływa wydłużenie oraz wielkość oporów na charakter zmian prędkości opadania przy przejściu od prędkości odpowiadających lotowi na ε_{max} ku prędkościom większym (przejście od $c_{y\,\varepsilon\,max}$ do małych c_y) [1]).

Prędkość opadania przy ziemi określa zależność (9) $V_y = 4\,\frac{\pi\,c_{xn}\,\lambda + c_y^2}{\pi\,\lambda\,c_y\sqrt{c_y}}\sqrt{\frac{Q}{S}}$ (natomiast prędkość lotu, ściślej wielkość rzutu poziomego) prędkości lotu daje nam zależność

$$V = \sim V_x = \sqrt{\frac{Q}{S}\,\frac{2g}{\delta}\,\frac{1}{c_y}} = \frac{4}{\sqrt{c_y}}\sqrt{\frac{Q}{S}}\ ^{2)},$$

Charakter przebiegu zmiany V_y ze zmianą prędkości lotu dla różnej wartości parametrów c_{xn} i λ otrzymamy przyjmując jako zmienną c_y i kreśląc $4\,\frac{\pi\,c_{xn}\,\lambda + c_y^2}{\pi\,\lambda\,c_y\sqrt{c_y}}$ w funkcji $\frac{4}{\sqrt{c_y}}$. Zmiany te mamy przedstawione na ryc. 5 dla $\lambda = 15$, $c_{xn} = 0{,}015$; $\lambda = 15$, $c_{xn} = 0{,}025$; $\lambda = 10$, $c_{xn} = 0{,}015$; $\lambda = 10$, $c_{xn} = 0{,}025$.

Zależnie od wielkości obciążenia powierzchniowego $\frac{Q}{S}$ mnożąc przez $\sqrt{\frac{Q}{S}}$ otrzymamy wartości prędkości lotu oraz odpowiednie wartości prędkości opadania.

Stosunek wartości odciętej od wartości rzędnej daje nam doskonałość dla danego punktu.

Z charakteru przebiegu krzywych na ryc. 5 widzimy wyraźnie, iż przy zwiększonych prędkościach decydujący wpływ na prędkości opadania z dwu parametrów λ i c_{xn} ma ten ostatni. Widzimy, że jedynie szybowiec o małych c_{xn} przy większych prędkościach stosunkowo mniej zwiększa swą prędkość opadania, niż szybowiec o większem wydłużeniu i nawet mniejszym $V_{y\,\varepsilon max}$ lecz większem c_{xn}.

[1]) Rozpatrujemy ten odcinek z wielokrotnie wspomnianych względów dość dobrej zgodności rzeczywistego przebiegu z założeniami analitycznemi.

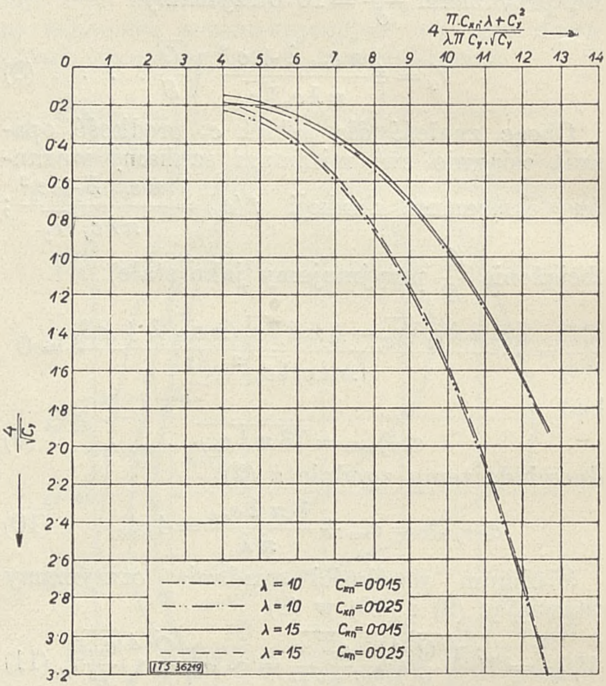
[2]) Dla lotu przy ziemi.

Wracając do zagadnienia szybowca dla wyzyskania minimów aerologicznych o założeniach $c_{xn} = 0{,}015$ i $\lambda = 15$ sprawdźmy jak będzie się zachowywać taki hipotetyczny szybowiec „poduszony" do prędkości 90 *km/godz* (25 *m/sek*) [3]) przy różnych przyjętych obciążeniach powierzchniowych (ryc. 5).

$\frac{Q}{S} = 11\ kg/m^2$; $\frac{4}{\sqrt{c_y}} = \sim 7{,}5$; $V_{y\,V=90} = 1{,}56\ m/sek$.

Dla $\frac{Q}{S} = 9\ kg/m^2$; $\frac{4}{\sqrt{c_y}} = 8{,}35$; $V_{y\,V=90} = 1{,}8\ m/sek$.

Szybowiec o oporach $c_{xn} = 0{,}025$ i temsamem $\lambda = 15$ dla tej samej prędkości lotu 90 *km/godz.*, opadałby już z prędkością około 3 *m/sek.*



Ryc. 5.

Charakter zmian prędkości opadania szybowców w zależności od wydłużenia λ i oporów c_{xn}.

Przedstawiciele naszych dzisiejszych szybowców przelotowych SG 3 i CW 5 w locie na prędkości 90 *km/godz.* mają opadanie rzędu 1·6 *m/sek* czyli, że szybowiem dla wyzyskania minimów aerologicznych pod warunkiem rzeczywistego osiągnięcia $c_{xn} = 0{,}015$, powinien wykazać zbliżone własności przelotowe do dzisiejszych naszyc hszybowców, natomiast w wypadku rezygnacji z wykorzystania minimów aerologicznych i przy zastosowaniu większych obciążeń np. 14 *kg/m* lub nawet dużych obciążeń 17 *kg/m* otrzymamy odpowiednio przy :

$$c_{xn} = 0{,}015$$

w pierwszym wypadku $V_{y\,V=90} = \sim 1{,}3\ m/sek$ i w drugim wypadku $V_{y\,V=90} = \sim 1{,}07\ m/sek$. Tych kilka zestawień ilustruje najlepiej jak poszczególne czynniki wpływają na przebieg prędkości opadania z prędkością lotu.

[3]) W praktycznej aeronawigacji b. często trzeba lecieć z prędkościami zbliżonemi do przyjętych 90 *km/godz.*

Lot pod wiatr w powietrzu pozbawionem prądów pionowych.

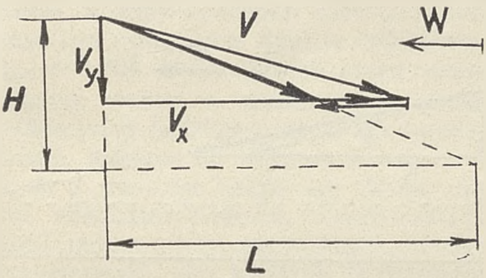
W locie pod wiatr doskonałość względem ziemi ε_1 łatwo określić posługując się oznaczeniami przyjętemi na ryc. 6. Wychodzimy z podobieństwa trójkątów, skąd

$$\varepsilon_1 = \frac{L}{H} = \frac{V_x - W}{V_y}$$

lub uwzględniając, że $\frac{V_x}{V_y} = \varepsilon$ otrzymamy dogodniejszą do dyskusji postać

$$\varepsilon_1 = \varepsilon\left(1 - \frac{W}{V}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; (13)$$

Zależnie od prędkości wiatru przeciwnego W, by otrzymać wartość w nawiasie jak największą, a więc chcąc uzyskać jaknajlepszą doskonałość względem ziemi trzeba będzie zmieniać prędkość lotu, przechodząc od $V_{\varepsilon\,max}$ do większych prędkości. Równocześnie ze zmianą prędkości od $V_{\varepsilon\,max}$ nastąpi zmniejszenie doskonałości względem powietrza ε i dla danej prędkości wiatru poziomego będzie istnieć tylko jedna prędkość lotu $V = \infty V_x$ przy której doskonałość szybowszony" do prędkości 90 *km/godz* (25 *m/sek*)[3])



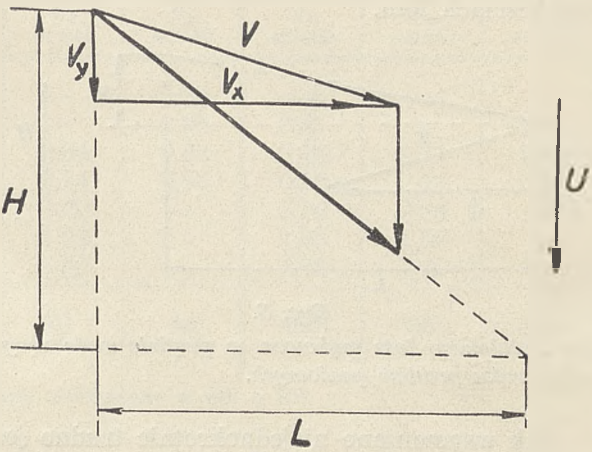
Ryc. 6.

Tor szybowca w locie ustalonym pod wiatr w powietrzu pozbawionem prądów pionowych.

Z różnych szybowców, wpływ tej samej wielkości wiatru przeciwnego w sensie pogarszania doskonałości względem ziemi, będą mniej odczuwać te szybowce, dla których $\frac{W}{V}$ będzie możliwie małe przy równocześnie dobrem zachowaniu doskonałości. Inaczej mówiąc, te szybowce, dla których doskonałość maksymalna ma miejsce przy dużych prędkościach, a więc szybowce w zasadzie o dużem obciążeniu i nisko położonem maksimum doskonałości ($c_{y\,\varepsilon\,max} = \sqrt{\pi \lambda c_{xn}}$). Nie należy wyciągać stąd wniosków, iż szybowce o większem wydłużeniu, które dają większe wartości $c_{y\,\varepsilon\,max}$ mają wykazać gorszą doskonałość względem ziemi w locie pod wiatr przy tej samej prędkości wiatru przeciwnego. Natomiast należy to rozumieć, iż z 2-ch szybowców, mających tę samą doskonałość maksymalną, w rozpatrywanym wypadku lotu pod wiatr, ten wykaże lepszą doskonałość względem ziemi, który będzie miał mniejsze c_{xn} a więc w myśl (5) mniejsze $c_{y\,\varepsilon\,max}$.

[3]) Por. elementy aeronawigacji autora „Skrzydlata Polska" Nr. 8/35.

Jak wpływają takie czynniki jak c_{xn} i λ w okolicy prędkości większych od $V_{\varepsilon\,max}$ lub inaczej $c_y < c_{y\,\varepsilon\,max}$ widzimy na rycinie 5, gdzie w myśl założeń $\varepsilon = \frac{V_x}{V_y}$ stosunek odciętej do rzędnej daje doskonałość (maksymalną dosko-



Ryc. 7.

Tor ustalonego lotu szybowca w prądzie opadającym przy braku prądów poziomych.

nałość znajdujemy dla punktu, w którem styczna przeprowadzona z początku układu dotyka krzywej). Wspomniany wykres wskazuje najlepiej, że wartość c_{xn} wykazuje decydujący wpływ na przebieg doskonałości przy $c_y < c_{y\,\varepsilon\,max}$ lub inaczej $V > V_{\varepsilon\,max}$.

Przechodzenie obszarów duszących.

Wyrażenie, określające doskonałość względem ziemi znajdziemy łatwo, rozpatrując zależności wynikające z ryc. 7. Z podobieństwa trójkątów otrzymamy

$$\frac{1}{\varepsilon_1} = \frac{H}{L} = \frac{U + V_y}{V_x}$$

skąd

$$\frac{1}{\varepsilon_1} = \frac{U}{V} + \frac{1}{\varepsilon} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (14)$$

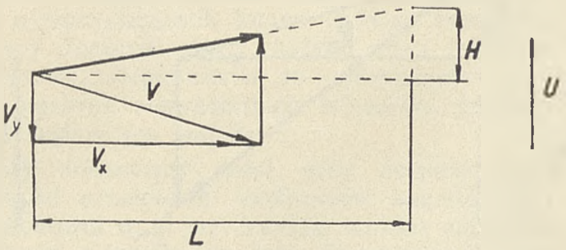
zależność ta prowadzi do tych samych wniosków co poprzednio rozpatrywany przypadek, gdyż do uzyskania możliwie największej doskonałości względem ziemi przy przechodzeniu obszarów duszących prowadzi poza uzyskaniem dużych ε_{max} ta sama droga otrzymywania dużych ε przy dużych prędkościach lotu.

Najlepsze wykorzystanie prądu wznoszącego.

Zagadnienie sprowadza się do określenia warunków uzyskania największych kątów wznoszenia się szybowca przy przechodzeniu (bez krążenia) obszaru wznoszącego. Szukamy warunków dla uzyskania maksimum wartości stosunku $\frac{H}{L}$ (ryc. 8). Posługując się oznaczeniami przyjętemi na tej rycinie, znajdziemy wyrażenie na wspomnianą wielkość w następującej postaci:

$$\frac{H}{L}=\frac{U-V_y}{V_x}=\frac{U}{V}-\frac{1}{\varepsilon}\quad . \; . \; . \quad (15)$$

Wyrażenie to wskazuje, iż kąty wznoszenia będą uzyskiwane tem większe, im mniejszą będzie prędkość lotu w obszarze prądu wznoszącego oraz im większą doskonałość względem powietrza ε zachowa szybowiec przy tych zmniejszonych prędkościach lotu.



Ryc. 8.

Tor ustalonego lotu szybowca w prądzie wznoszącym przy braku prądów poziomych.

Jak wspomniano niejednokrotnie trudno jest zastosować dla badania odcinka biegunowej odpowiadającego dużym c_y metodę analityczną; jedynie w formie ogólnego wniosku bez wchodzenia we wpływy poszczególnych parametrów, możemy stwierdzić, iż wydaje się celowem stosowanie urządzeń pozwalających zmniejszyć prędkość lotu bez wyraźnego pogarszania doskonałości. Z możliwych tutaj rozwiązań przez zmianę obciążenia (powiększenie powierzchni nośnej) lub zastosowanie urządzeń zwiększających nośność bliższem praktycznego zastosowania wydaje się ta druga droga. Naturalnie urządzenia zwiększające nośność, o ile mają być celowe z punktu widzenia należytego wyzyskania prądów wznoszących, powinny odznaczać się zachowaniem dobrych doskonałości przy tych zwiększonych nośnościach [1]).

Lot z wiatrem w powietrzu pozbawionem prądów pionowych.

Jako jeszcze jeden z możliwych prostych przykładów podstawowych aeronawigacji szybowcowej rozpatrzymy lot z wiatrem w powietrzu pozbawionem prądów pionowych. Zgodnie z ryc. 9 zależność określająca doskonałość względem ziemi da się wyrazić następująco:

$$\varepsilon_1=\frac{L}{H}=\frac{V_x+W}{V_y}$$

lub

$$\varepsilon_1=\varepsilon+\frac{W}{V_y}\quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (16)$$

wreszcie

$$\varepsilon_1=\varepsilon\left(1+\frac{W}{V}\right)\quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

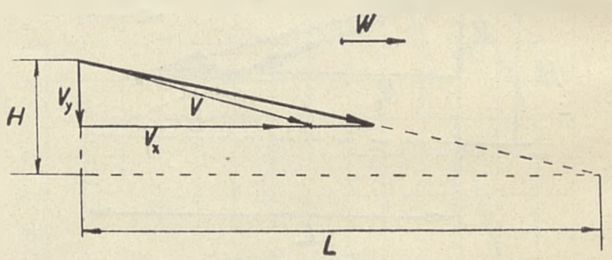
obie ostatnie zależności wskazują, iż ten szybowiec uzyska z wiatrem większą doskonałość względem ziemi, który będzie miał: *a)* mniejszą prędkość opadania, V_y nawet przy tej samej doskonałości i

[1]) Por, „Niektóre urządzenia dla zwiększania wyporu„.

b) który będzie zachowywał lepszą doskonałość przy małych prędkościach lotu, inaczej mówiąc będzie miał ε_{max} zachodzące dla dużych c_y oraz małe obciążenie. Wniosek ten pozostaje w pewnej sprzeczności z wnioskami odnoszącemi się do przechodzenia obszarów niekorzystnych warunków aerologicznych, ale dotychczasowa praktyka wykazała, że ze względu na użytkowność przelotową szybowca i większą swobodę wyboru kierunków przelotu lepiej jest kłaść większy nacisk na podniesienie w szybowcu zdolności pokonywania niekorzystnych warunków aerologicznych. Natomiast szybowiec dla wyzyskania minimów aerologicznych w swej koncepcji poprzednio rozpatrzonej, szybowca o małem obciążeniu na m. i bardzo małych prędkościach opadania, powinien uzyskiwać bardzo dobrze doskonałości względem ziemi w locie z wiatra w powietrzu pozbawionem prądów pionowych.

P r z y k ł a d y p o r ó w n a w c z e.

Dla praktycznego zilustrowania poruszanych w ogólnej formie problemów własności przelotowych szybowców podamy tutaj rozważania dwu hipotetycznych szybowców o tem samem wydłużeniu, zaopatrzonych w profile o zdecydowanie różnych charakterystykach. Jako profile porównawcze dla skrzydeł wybraliśmy profil *W* 192



Ryc. 9.

Tor ustalonego lotu szybowca z wiatrem przy braku prądów pionowych.

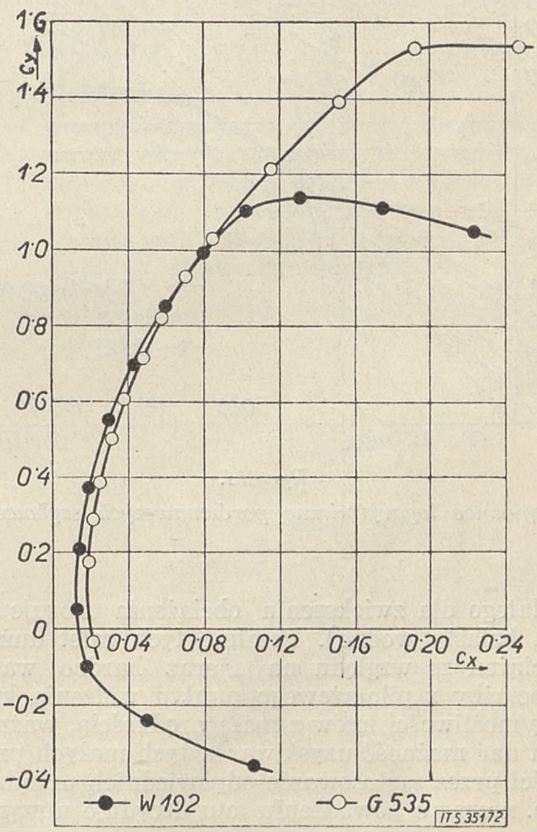
i Göttingen 535. Ryc. 10 przedstawia wyniki dmuchań obu tych profili dla $\lambda=5$. *W* 192 reprezentuje typ profilu dwuwypukłego o stosunkowo małych oporach profilowych, lecz o stosunkowo niskiem $c_{y\,max}$, gdy *G* 535 jest typowym przedstawicielem profilu o wysokich współczynnikach maksymalnej nośności okupionych większym oporem profilowym. Dla przeprowadzenia dalszej analizy przyjęto, że mamy 2 szybowce o identycznych oporach szkodliwych $c_{x\,sz}=0{,}004$ i płatach o tem samem wydłużeniu $\lambda=15$, lecz zaopatrzone w skrzydła o różnych profilach. Dla otrzymania charakterystyki całego skrzydła naszych obu wzorcowych szybowców przeliczono przy pomocy znanych wzorów Prandtla charakterystyki wydłużenia dmuchanego na wydłużenie przyjęte w przykładzie. Przez dodanie stałej wielkości oporu szkodliwego otrzymaliśmy charakterystykę aerodynamiczną całych szybowców. Tutaj trzeba zaznaczyć z całym naciskiem, że tak otrzymane charakterystyki są tylko pewnym idealnym wzorcem dla rozważań, gdyż wogóle formuły prof. Prandtla przy przeliczeniu na tak wielkie wydłużenia nie zgadzają się z rze-

Zmiana prędkości opadania szybowców hipotetycznych o profilach G 535, W 192 i W 192 z klapą zależnie od szybkości lotu i obciążenia.

Prędkości lotu w *km/godz*	Obciążenie $\frac{Q}{S} = 11\,kg/m^2$			Obciążenie $\frac{Q}{S} = 14\,kg/m^2$			Obciążenie $\frac{Q}{S} = 17\,kg/m^2$		
	Profil G 535	Profil W 192	Profil W 192 k	G 535	W 192	V 192 k	S 535	W 192	W 192 k
	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*	V_y *m/sek*
45	0,64	0,90	0,58	0,90	—	0,90	—	—	—
50	0,59	0,58	0,60	0,65	—	0,65	0,8	—	0,80
60	0,72	0,62	0,74	0,68	0,64	0,69	0,74	0,71	0,72
70	0,97	0,80	—	0,82	0,74	0,90	0,82	0,74	0,85
80	1,40	1,10	—	1,12	0,90	—	1,00	0,84	—
90	1,90	1,40	—	1,65	1,22	—	1,35	1,08	—
100	2,70	2,10	—	2,00	1,60	—	1,75	1,40	—
V_{min} *km/godz*	39	45	39	44	51	44	48,5	55	48,5

Profil 192 k jest profilem W 192 zaopatrzonym w klapy wychylone w dół o 10°.

czywistością, po drugie zastosowanie dość cienkiego (12%) profilu *W* 192 dla szybowca wolnonośnego o takiem wydłużeniu jest prawie niemożliwością, a przy koncepcji niewolnonośnej wątpliwem jest osiągnięcie oporów szkodliwych rzędu $c_{xsz} = 0{,}004$. Mając jednak przed oczami pewne idealne wzory w postaci tak otrzymanych charakterystyk będziemy mogli dla rzeczywistych wykonań, zależnie od tego, do którego z wspomnianych 2 wzorców będzie się zbliżać szybowiec swemi charakterystykami, wyprowadzić pewne wnioski ogólne o jego zdolnościach przelotowych. Charakterystyki obu naszych szybowców wzorcowych zostały naniesione we współrzędnych logarytmicznych na ryc. 11 [4]). Naniesiono tu również charakterystyki szybowca zaopatrzonego w skrzydło o profilu *W* 192 z klapą szczelinową na całej rozpiętości wychyloną wdół o 10°. Na wspomnianym wykresie widzimy np., że maksymalne wartości funkcji c_y^3/c_x^2 dla obu pomyślanych szybowców są mniej więcej te same i wynoszą około 600, znaczy to, że oba szybowce będą posiadać przy tem samem obciążeniu powierzchniowem jednakowe prędkości opadania, natomiast co do doskonałości to widzimy, że szybowiec z profilem *W* 192 ma doskonałość $\varepsilon_{max} = \sim 27$, gdy z profilem *G* 535 wielkość ta wynosi $\varepsilon_{max} = \sim 25$. Przyjmując obciążenia na metr kwadratowy $\frac{Q}{S} = 11\,kg/m^2$; $\frac{Q}{S} = 14\,kg/m^2$ i $\frac{Q}{S} = 17\,kg/m^2$ obliczamy dla różnych prędkości lotu poziomego prędkości opadania. Wyniki tych obliczeń są w podanej tutaj tabeli oraz na ryc. 12. Z tabeli tej, jak również z załączonych wykresów, widzimy wyraźnie, że szybowiec o profilu szybkościowym i dużem obciążeniu na metr kwadratowy, uzyskuje zdecydowaną przewagę w dziedzinie szybkości większych nad tym samym szybowcem o mniejszem obciążeniu. Przewaga ta zaznacza się jeszcze wyraźniej nad szybowcem



Ryc. 10.

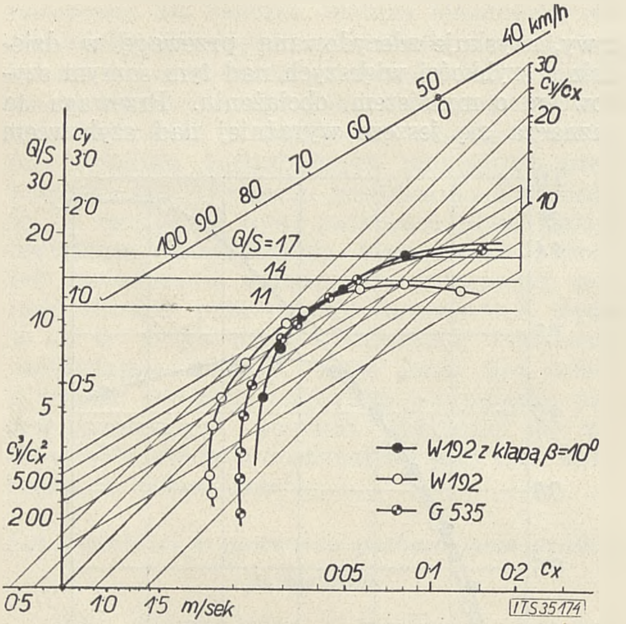
Wykresy biegunowych dla profilów W 192 i G 535 dla λ = 5.

o profilu z dużemi oporami profilowemi i małem obciążeniu na metr powierzchni. Najbardziej drastycznym przykładem tej przewagi może być fakt, że szybowiec o profilu *W* 192 i obciążeniu

[4]) Patrz: Zastosowanie wykresów logarytmicznych w projekcie wstępnym szybowca. W. Stępniewski i M. Piątek, Czasopismo Lotnicze Nr. 2/1935.

$\frac{Q}{S} = 17\ kg/m^2$ przy prędkości lotu 100 *km/godz.* będzie miał prędkość opadania $V_y = 1{,}4\ m/sek$, gdy szybowiec o profilu *G* 535 i obciążeniu $\frac{Q}{S} = 11\ kg/m^2$ będzie opadać z szybkością prawie dwukrotnie większą ($V_y = \sim 2{,}7\ m/sek$).

Z załączonej tabeli widzimy, że zmiana obciążenia bardzo radykalna (z $\frac{Q}{S} = 11\ kg/m^2$ na $\frac{Q}{S} = 17\ kg/m^2$) daje nam stosunkowo nieznaczny wzrost bezwzględny prędkości opadania z $V_y = 0{,}58\ m/sek$ na $V_y = 0{,}70\ m/sek$ czyli przyrost nie odgrywający większej wagi przy wyzyskiwaniu normalnych prądów wstępujących, natomiast ze względu na możność pokonywania niesprzyjających warunków aerologicznych dzięki dobrym doskonałościom przy dużych prędkościach lotu szybowiec tak pomyślany wykazuje duże zalety.



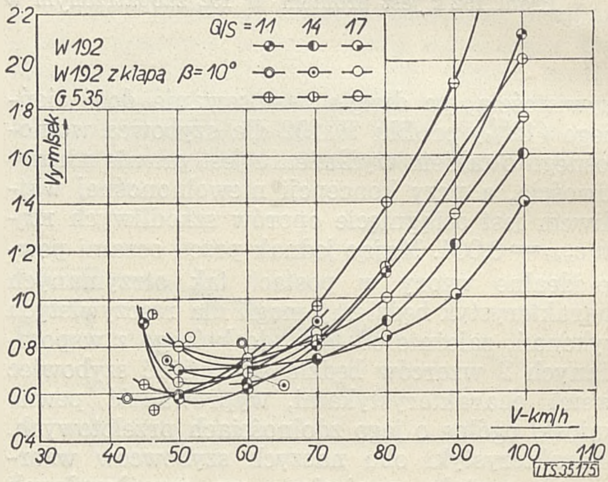
Ryc. 11.

Biegunowe logarytmiczne porównawczych szybowców.

(Dlatego dla zwiększenia obciążenia stosuje się np. balasty wodne). Pomimo tych zalet dużych obciążeń ze względu na nieraz bardzo ważną chociażby z pilotażowego punktu widzenia kwestję możliwości lotów z małą prędkością, ważnem jest dać możność uzyskiwania tych małych prędkości przez zastosowanie odpowiednich urządzeń. Np. nieraz o powodzeniu lotu decyduje utrzymanie się na dość ciasnem zboczu przy stosunkowo słabych warunkach wietrznych. I tutaj z szybowców o tej samej prędkości opadania szybowiec wolniejszy będzie miał zdecydowaną przewagę chociażby z tego względu, że pilot nie będzie potrzebował przechodzić z jednego wirażu natychmiast w drugi.

Jako wniosek końcowy z całkształtu naszych dotychczasowych rozważań zdaje się, że szybowiec przelotowy normalny powinien mieć małe c_{xn} i duże obciążenia $\frac{Q}{S}$[1]) oraz należy go zaopatrzyć w urządzenia dla zwiększania nośności celem lepszego wyzyskania warunków zarówno przy przechodzeniu obszarów nośnych, jak jak i w krążeniu w nich.

Szybowiec dla praktycznego wyzyskania minimów aerologicznych zdaje się powinien mieć małe lub b. małe obciążenia powierzchniowe i opory doprowadzone do możliwego dziś do osiągnięcia praktycznego minimum, gdyż jedynie na tej drodze taki szybowiec o małem obciążeniu powierzchniowem będzie mógł wykazać jakąkolwiek zdolność przebywania obszarów niekorzystnych aerologicznie (wiatr przeciwny, duszenie). Zdolność pokonywania tych niekorzystnych warunków jest jednym z podstawowych warunków możliwości praktycznego użytkowania szybowca.



Ryc. 12.

Zmiany prędkości opadania lotu szybowców porównawczych w zależności od obciążeń powierzchniowych.

---

[5]) Dittmar podkreśla niejednokrotnie pewne niebezpieczeństwo szybowców o małych oporach ze względu na lot w chmyrach, gdzie szybowce takie mogą się b. szybko rozpędzać do znacznej szybkości. Jednakże zdaje nam się, że zastosowanie urządzeń zwiększających nośność, które z reguły powiększają również opory, zbliżając w ten sposób szybowiec o małych c_{xn} do szybowców o dużych c_{xn} sprowadzają niebezpieczeństwo rozpędzenia się w chmurze do tego samego stopnia co dla szybowców o dużych oporach.

PRACE NADESŁANE

ZBIGNIEW OLEŃSKI

Zdolność szybowców osiągania wysokości przez krążenie.

L'aptitude des planeurs pour gagner de l'altitude en tournant en cercle.

L'auteur considère les facteurs permettant d'obtenir, dans un virage, la vitesse de descente la plus petite possible pour un virage le plus serré possible (pour un rayon minimum du virage).

Finalement, l'auteur vient à la conclusion que le planeur moderne commence à prendre la forme décidée d'un appareil à très faible traînée, à charge alaire assez considérable, avec des ailes possédant un profil adapté à la vitesse et munies des dispositifs hypersustentateurs très efficaces. Au point de vue aplitude pour gagner de l'altitude dans des virages serrés, l'emploi de ces dispositifs semble d'être tout à fait opportun.

Jak wiemy, szybowiec w celu uzyskania wysokości wykorzystuje t. zw. „kominy" prądów wznoszących — przez krążenie, gdyż naogół w locie prostym zbyt szybko by je opuścił ze względu na ich małe wymiary poprzeczne. Kominy te bywają rozmaite; często są tak wąskie, że zmuszają pilota do bardzo ciasnego krążenia i wtedy szczególnie ważnemi są odpowiednie własności szybowca i umiejętność pilota.

W praktyce można się spotkać z przypuszczeniem, iż krążyć należy na kącie minimalnej mocy. Jest to nieścisłe, a szczególnie przy skrętach ciasnych. Wprawdzie przy danem pochyleniu poprzecznem szybowca o kąt α najmniejsza szybkość opadania, biorąc rzecz praktycznie, zachodzi przy kącie minimalnej mocy (jak to łatwo udowodnić z wystarczającem przybliżeniem wstawiając do wzoru na moc lotu poziomego zamiast ciężaru G wartość $\frac{G}{\cos \alpha}$), jednak to pochylenie nie jest dla nas żadnym czynnikiem bezpośrednim, wchodzącym w grę przy krążeniu. Tu chodzi bowiem o to, aby otrzymać jak najmniejszą szybkość opadania nie przy danej głębokości wirażu, a przy danem promieniu krążenia. Te zaś warunki nie pokrywają się.

W dalszym ciągu artykułu zostaną rozpatrzone warunki konstrukcyjne i pilotażu, przy których dla danego promienia krążenia szybkość opadania jest najmniejszą, a więc najszybszem jest uzyskiwanie wysokości przez krążenie w prądach wstępujących. Prosty rachunek opiera się na następujących założeniach:

1). wiraż jest ustalony i prawidłowy.

2). P_y i P_x w wirażu równają się $\frac{\delta}{2g} c_y S v_w^2$ i $\frac{\delta}{2g} c_x S v_w^2$, gdzie v_w jest szybkością środka ciężkości wzdłuż toru (w wirażu), zaś c_y i c_x są takie same jak w locie prostym dla tego samego kąta natarcia. (Pominięto więc wszelkie zmiany c i c_y powstałe wskutek wychylenia sterów, przepływu nieprostolinjowego i t. p.).

Oznaczenia przyjęto następujące:

α — kąt pochylenia poprzecznego w wirażu (obrót dokoła kierunku ruchu),

v_p — szybkość środka ciężkości na torze w locie prostym,

v_w — szybkość środka ciężkości na torze w wirażu,

w_p i w_w — odpowiednie szybkości opadania,

$w_{w\ min.}$ — najmniejsza szybkość opadania w wirażu o danym promieniu,

$p\ kg/m^2$ — obciążenie powierzchniowe,

l_w — droga przebyta w wirażu,

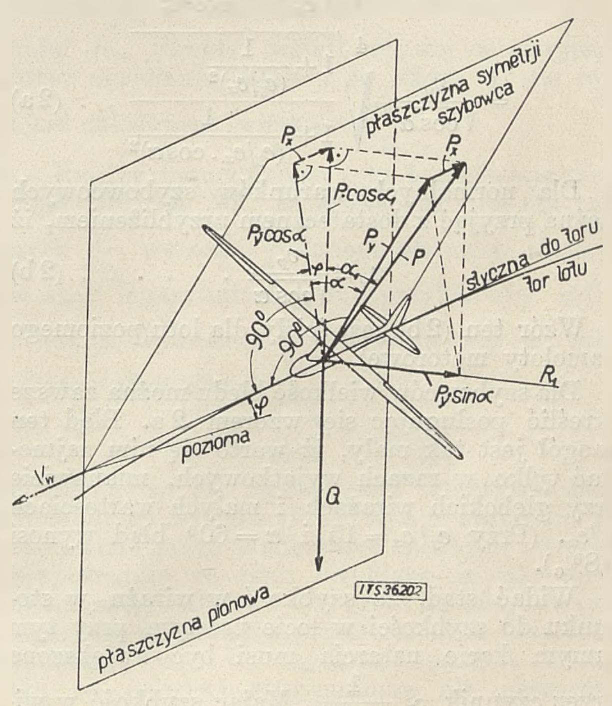
h_w — wysokość stracona w wirażu odpowiadająca drodze l_w,

α_1 — kąt między pionem a wypadkową siłą aerodynamiczną P.

R — promień krążenia czyli promień walca, na którym opisana jest linja śrubowa, będąca torem lotu. Walec ten nazwano walcem krążenia.

R_1 — promień skrętu (największy promień krzywizny elipsy, powstałej z przecięcia się powierzchni walca krążenia z płaszczyzną poprowadzoną przez styczną do toru i przez promień walca krążenia przechodzący w punkcie styczności).

Oznaczenia pozostałe są ogólnie przyjęte.



Ryc. 1.
Rozkład sił w wirażu.

Ryc. 1 przedstawia rozkład sił, działających na płatowiec, wykonywujący w locie ślizgowym ustalony wiraż. Na płatowiec taki działają siły masowe i siła aerodynamiczna P. Pozostałe siły na rycinie są tylko składowemi tych sił. Siła P leży w płaszczyźnie pionowej, przechodzącej przez promień i środek ciężkości (a więc i przez wektor ciężaru). Płaszczyzna ta jest niewidoczna na rycinie. Jednocześnie siła P leży w płaszczyźnie symetrji płatowca. Jej rzut na pion równa się ciężarowi i równoważy go, a rzut na promień skrętu daje potrzebną siłę dośrodkową. Dla ułatwienia rachunku będziemy rzutować zamiast samej siły P jej składowe P_x i P_y (leżące w płaszczyźnie symetrji szybowca). Z rzutów P_x i P_y na płaszczyznę pionową, przechodzącą przez kierunek ruchu v_w widzimy, iż ciężar G jest zrównoważony przez prostopadłe do siebie wektory sił $P_y \cos\alpha$ oraz P_x. Stąd, analogicznie jak dla prostego lotu ślizgowego, możemy określić kąt φ jaki tworzy z poziomem styczna do toru lotu. Przedstawimy to w formie następującej:

$$\operatorname{ctg}\varphi = \frac{l_w}{h_w} = \frac{c_y \cos\alpha}{c_x} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

A więc nachylenie to jest zmniejszone przez czynnik $\cos\alpha$ w stosunku do nachylenia w locie prostym dla tego samego kąta natarcia. Aby określić potrzebne zwiększenie szybkości w wirażu przy zachowaniu tego samego kąta natarcia porównywujemy siły aerodynamiczne, równoważące ten sam ciężar w locie prostym i w wirażu.

$$\frac{\delta}{2g} \cdot \sqrt{c_y^2 + c_x^2} \, . \, S v_p^2 = \frac{\delta}{2g} \sqrt{c_y^2 \cos^2\alpha + c_x^2} \, . \, S v_w^2$$

Stąd mamy:

$$v_w = \frac{v_p}{\sqrt{\cos\alpha}} \cdot \sqrt[4]{\frac{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + 1}{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\alpha}}} =$$

$$= \frac{v_p}{\sqrt{\cos\alpha}} \cdot \sqrt[4]{\frac{1 + \frac{1}{(c_y/c_x)^2}}{1 + \frac{1}{(c_y/c_x \, . \, \cos\alpha)^2}}} \quad . \; . \; (2\,\mathrm{a})$$

Dla normalnych warunków szybowcowych można przyjąć z dostatecznem przybliżeniem, iż

$$v_w \cong \frac{v_p}{\sqrt{\cos\alpha}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (2\,\mathrm{b})$$

Wzór ten (2 b) jest ścisły dla lotu poziomego (samoloty motorowe).

Dla szybowców wielkość błędu można zawsze określić posługując się wzorem 2 a. Błąd ten naogół jest tak mały, iż warto się nim zajmować tylko w razach wyjątkowych, mianowicie przy głębokich wirażach i małych wartościach c_y/c_x. (Przy $c_y/c_x = 15$ i $\alpha = 60^0$ błąd wynosi $0{,}8\%$).

Widać stąd, że szybkość w wirażu w stosunku do szybkości w locie prostym przy tym samym kącie natarcia musi być zwiększona przez czynnik $\sim \frac{1}{\sqrt{\cos\alpha}}$. Mając szybkość w wirażu i odpowiednie pochylenie toru (wzór 1) można określić szybkość opadania w wirażu w_w. Ze wzoru (1) wiemy, że:

$$\frac{w_w}{v_w} = \frac{c_x}{\sqrt{c_y^2 \cos^2\alpha + c_x^2}} \quad \text{a więc}$$

$$w_w = v_w \frac{c_x}{\sqrt{c_y^2 \cos^2\alpha + c_x^2}} \, .$$

Podstawiając do tego wzoru za v_w jej wartość ze wzoru (2 a), a za v_p w nim występującą wielkość:

$$w_p \, . \, \frac{\sqrt{c_y^2 + c_x^2}}{c_x}$$

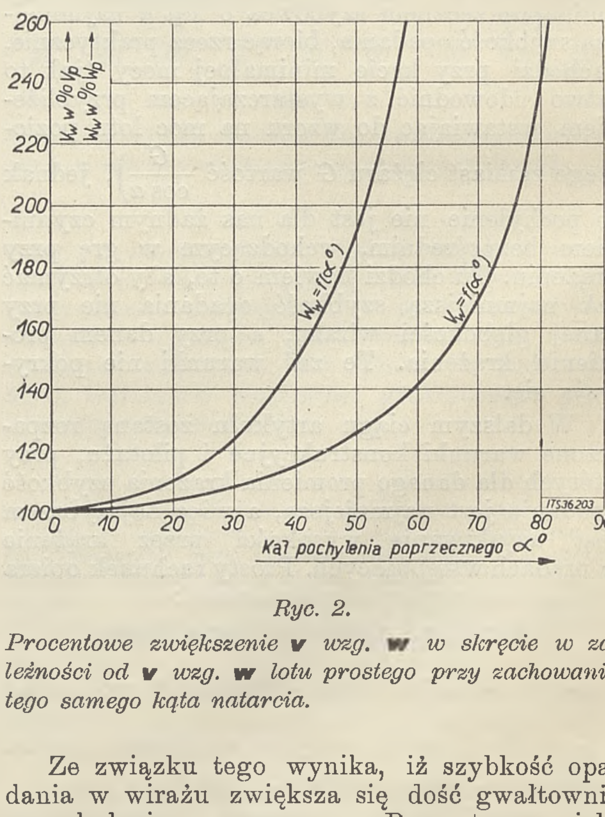
oraz wykonywując rachunek po uporządkowaniu otrzymamy:

$$w_w = \frac{w_p}{\cos^{3/2}\alpha} \cdot \sqrt[4]{\left[\frac{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + 1}{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\alpha}}\right]^3} =$$

$$= \frac{w_p}{\cos^{3/2}\alpha} \cdot \sqrt[4]{\left[\frac{1 + \frac{1}{(c_y/c_x)^2}}{1 + \frac{1}{(c_y/c_x \, . \, \cos\alpha)^2}}\right]^3} \quad . \; . \; (3\,\mathrm{a})$$

Analogicznie jak dla szybkości po torze, możemy przyjąć z wystarczającem przybliżeniem dla wypadków krążenia mających miejsce w praktyce, że:

$$w_w \cong \frac{w_p}{\cos^{3/2}\alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3\,\mathrm{b})$$



Ryc. 2.

Procentowe zwiększenie **v** *wzg.* **w** *w skręcie w zależności od* **v** *wzg.* **w** *lotu prostego przy zachowaniu tego samego kąta natarcia.*

Ze związku tego wynika, iż szybkość opadania w wirażu zwiększa się dość gwałtownie z pochyleniem poprzecznem. Procentowe zwiększenie v_w i w_w w stosunku do v_p i w_p zależnie od kąta α dla tego samego kąta natarcia przedstawia ryc. 2. Ryc. 2 określa te wielkości nie

w sposób ścisły a z pewnem przybliżeniem; opiera się on bowiem na wzorach (2 b) i (3 b). Dla lotu poziomego (samoloty motorowe) wykres v_w jest ścisły. Aby otrzymać wielkość promienia skrętu, określamy „siłę dośrodkową powodującą ruch po krzywiźnie".

Rzutujemy P, względnie P_y i P_x na promień skrętu. Ponieważ P_x jest prostopadła do R (R_1), więc siła dośrodkowa równa się

$$P_y \sin\alpha = \frac{G v_w^2}{g R_1}; \qquad P_y = \frac{\delta}{2g} c_y S v_w^2.$$

Stąd:
$$R_1 = \frac{2G}{S\,\delta\, c_y \sin\alpha} = \frac{2p}{\delta\, c_y \sin\alpha} \quad . \; . \; . \; (4)$$

W istocie przy krążeniu interesuje nas raczej R a nie R_1, jednak te wielkości dla normalnych warunków krążenia różnią się nieznacznie; wymagania zaś tu zupełnych ścisłości są niecelowe. Do obliczeń ścisłych służy następujący wzór pozwalający z łatwością przejść z R_1 do R:

$$R = R_1 \frac{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2}{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\alpha}} = \frac{R_1}{1 + \frac{1}{\left(\frac{c_y \cos\alpha}{c_x}\right)^2}} \quad . \; . \; (5)$$

R_1 określono tu jako największy promień krzywizny odpowiedniej elipsy (patrz oznaczenia). (Największy promień krzywizny w elipsie $R_1 = \frac{a^2}{b}$ — gdzie a — większa półoś elipsy, a b mniejsza). Mając te związki można z łatwością przejść do określenia szybkości opadania w zależności od promienia skrętu R_1.

Wychodząc ze wzoru (3 a) podstawiamy do niego zamiast w_p jej wartość ze znanego wzoru dokładnego:

$$w_p = \sqrt{\frac{2 g p c_x^2}{\delta\,(c_y^2 + c_x^2)^{3/2}}}$$

otrzymamy

$$w_w = \frac{1}{\cos^{3/2}\alpha} \cdot \sqrt{\frac{2 g p c_x^2}{\delta\,(c_y^2 + c_x^2)^{3/2}}} \cdot \sqrt[4]{\left[\frac{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + 1}{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\alpha}}\right]^3}.$$

Podstawiając zamiast $\frac{2p}{\delta}$ wartość określoną ze wzoru (4), $\left(\frac{2p}{\delta} = R_1 c_y \sin\alpha\right)$, po uporządkowaniu otrzymamy:

$$w_w = \frac{c_x}{c_y} \cdot \sqrt{\frac{g R_1 \sin\alpha}{\cos^3\alpha}} \cdot \sqrt[4]{\left[\frac{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2}{\left(\frac{c_y}{c_x}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\alpha}}\right]^3} =$$

$$= \frac{c_x}{c_y} \cdot \sqrt{\frac{g R_1 \sin\alpha}{\cos^3\alpha}} \cdot \sqrt[4]{\left[\frac{1}{1 + \frac{1}{\left(\frac{c_y \cos\alpha}{c_x}\right)^2}}\right]^3} \quad . \; . \; (6\,a)$$

Tu znowu dla warunków z jakiemi spotykamy się w praktyce można przyjąć:

$$w_w \cong \frac{c_x}{c_y} \cdot \sqrt{\frac{g R_1 \sin\alpha}{\cos^3\alpha}} \quad . \; . \; . \; . \; (6\,b)$$

Jest to zależność najważniejsza, pozwala bowiem na określenie szybkości opadania przy danem promieniu, o co nam przedewszystkiem chodzi. R_1, c_y i kąt α występujące w tym wzorze są związane ze sobą przez zależność (4). To znaczy, że każdemu promieniowi R_1 odpowiada określone pochylenie α, zależne od c_y-ka, przy którym jest wykonywany wiraż, od obciążenia powierzchniowego i od gęstości powietrza. Przy określaniu w_w znacznie wygodniej będzie wielkości c_y, p i δ połączyć w jedną i postawić sprawę w sposób następujący: Każdemu promieniowi R_1 odpowiada określone pochylenie α zależne od wielkości $\frac{p}{\delta c_y}$. Mając w ten sposób α określone ze wzoru (4) $\left(\sin\alpha = \frac{p}{\delta c_y} \cdot \frac{2}{R_1}\right)$, możemy wyznaczyć ze wzoru (6 b) względnie (6 a) — szybkości opadania w wirażu dla poszczególnych R_1. Obliczanie rachunkowe w_w byłoby zbyt uciążliwe, natomiast bardzo łatwo określić je metodą wykreślną, opartą na tym samym wzorze (6 b). Metoda ta pozwala również na bezpośrednie odczytanie najmniejszej szybkości opadania — $w_{w\,min.}$ dla danego R_1 (patrz ryc. 3). Konstrukcję tego wykresu i posługiwania się nim objaśniono poniżej. Po zlogarytmowaniu wzoru (6 b) otrzymamy:

$$\lg w_w \cong \lg\sqrt{g R_1 \frac{\sin\alpha}{\cos^3\alpha}} - \lg\frac{c_y}{c_x}.$$

Kreślimy szereg krzywych

$$\sqrt{g R_1 \frac{\sin\alpha}{\cos^3\alpha}}$$

funkcji $\frac{p}{\delta c_y}$ dla kilku stałych i określonych wielkości R_1. Punkty takiej krzywej znajdujemy przez określanie kątów α ze wzoru (4) dla różnych założonych wielkości $\frac{p}{\delta c_y}$.

Rzędne tego wykresu (ryc. 3) posiadają skalę logarytmiczną tak, że kreśląc na nim dla różnych $\frac{p}{\delta c_y}$ wartości $\frac{c_y}{c_x}$ danego płatowca, również w skali logarytmicznej, lub przykładając kalkę z takim wykresem $\frac{c_y}{c_x}$, otrzymujemy w_w jako różnicę odcinków

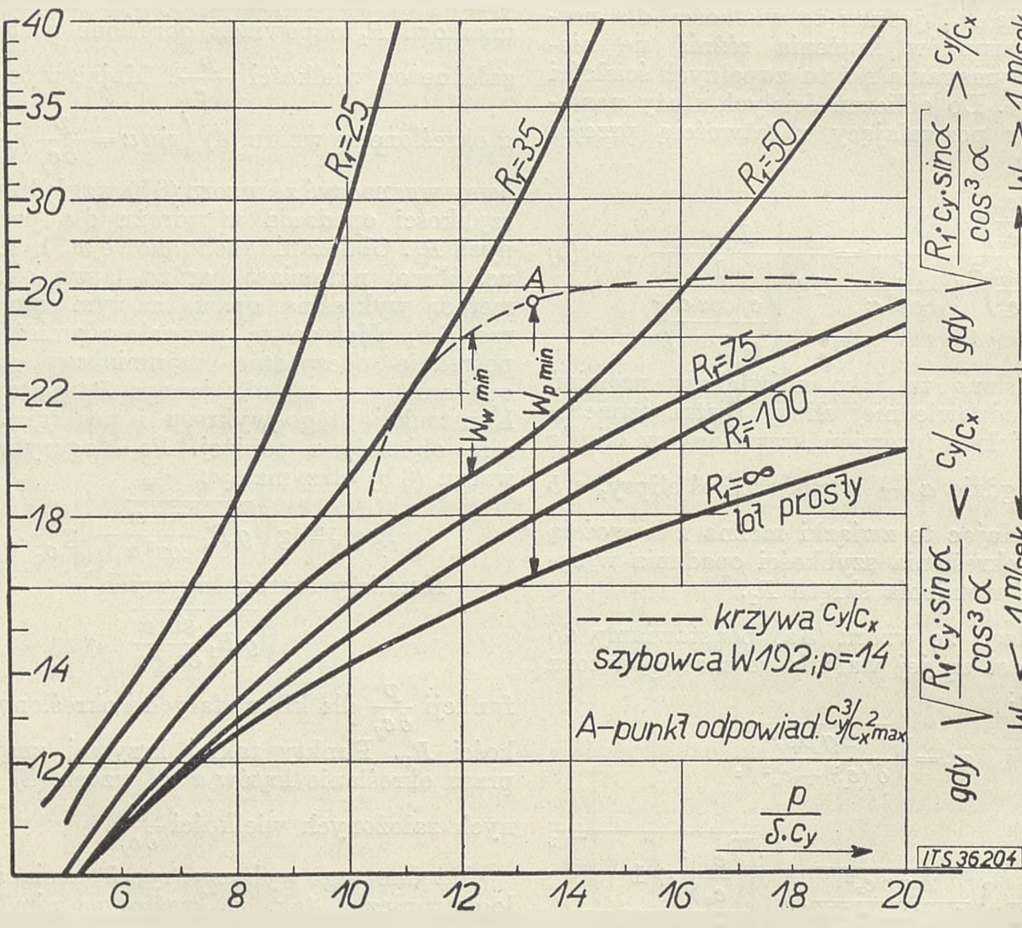
$$\sqrt{g R_1 \frac{\sin\alpha}{\cos^3\alpha}} \quad \text{oraz} \quad \frac{c_y}{c_x},$$

mierzoną w tej samej skali logarytmicznej. W braku gotowego wykresu (ryc. 3) najłatwiej go sporządzić przez odmierzanie rzędnych wykresu bezpośrednio ze skali zwykłego suwaka logarytmicznego. Uniknie się przez to znajdywania logarytmów. Punkty przecięcia tych krzywych oznaczają $w_w = 1$. Szybkość opadania mniejszą od jedności otrzymujemy dla obszarów, w których krzywa $\frac{c_y}{c_x}$ przebiega ponad krzywą

$\sqrt{g R_1 \frac{\sin\alpha}{\cos^3\alpha}}$ dla danego R_1. Zaś w_w większe od jedności otrzymujemy przy ustosunkowaniu odwrotnem. Największe wzniesienie punktu krzywej $\frac{c_y}{c_x}$ nad krzywą dla odpowiedniego R_1 (mierząc w kierunku pionowym) określa najmniejszą szybkość opadania przy danem promieniu skrętu (np. odcinek $w_{w\,min.}$ dla $R_1 = 50$ na ryc. 3). Odcinki szybkości opadania odmierzamy na skali logarytmicznej zawsze od jedynki. Dla wielkości w_w mniejszej od jedności odmierzamy wspomniane odcinki od jedynki wdół (skala na ryc. 3). Możemy je również odmierzać na su-

„Skrzydlatej Polski“ 1935 r. w dziale Wiadomości Technicznych I. T. S-u.

Autor wprowadza do rozważań 2 szybowce zastrzegając się, że nie są one przykładami konstrukcyjnemi, lecz tylko pewnemi idealnemi wzorcami. Są to szybowce o wydłużeniu $\lambda = 15$, o oporach szkodliwych $c_{x\,sz.} = 0{,}004$ i posiadające różne profile. Jeden szybowiec zaopatrzony jest w profil Göttingen 535 (duże $c_{y\,max.}$ i duże $c_{x\,min.}$), a drugi w typowy profil szybkościowy *W* 192. Rozpatrzono różne obciążenia, a dla *W* 192 zastosowanie klap wychylonych o 10—15°, prawie niepogarszających minimum opadania a przesuwających je tylko w kierunku mniej-



Ryc. 3.

Wykres do określania szybkości opadania w skrętach (dla różnych szybowców).

waku o takiej samej skali, a mianowicie w lewo od prawej jedynki. Gdy w_w większe od jedności, to odmierzamy je wgórę na ryc. 3 lub na prawo od lewej jedynki suwaka. Charakter zależności między najmniejszą szybkością opadania przy krążeniu $w_{w\,min.}$ a wielkością promienia skrętu, najjaskrawiej wystąpi na przykładach konkretnych. Nie chcąc problemu krążenia traktować jako zjawiska oderwanego, nie związanego z tak ważnem zagadnieniem, jak własności przelotowe szybowców, nawiązuję do artykułu inż. W. Stępniewskiego p. t. „Charakterystyki aerodynamiczne i obciążenie płata, a własności przelotowe szybowców“ zamieszczonego w 12 numerze

szych szybkości. Profil ten z wychylonemi na całej długości klapami nazwano *W* 192 *k*. Szybowiec o profilu *G* 535 ma wielkie walory przy krążeniu ze względu na dość wielkie wartości $\frac{c_y}{c_x}$ przy dużych c_y-kach. Zależność ta wynika z interpretacji ryc. 3 zamieszczonej poniżej. Ponieważ szybowiec z profilem *W* 192 ma wybitną przewagę własności przelotowych nad *G* 535 odsuwając go przez to w szeregu szybowców nowoczesnych na plan dalszy, więc w artykule niniejszym zostanie rozpatrzona zdolność krążenia tylko szybowca z profilem *W* 192, przy obciążeniach płata 14 i 17 kg/m^2.

Dla obciążeń tych rozpatrzone zostanie zarówno „neutralne“ położenie klapy (*W* 192) jak i wychylone (*W* 192 *k*). Szybkości opadania dla tych wypadków w zależności od szybkości po torze w locie prostym, podaje tabelka zamieszczona we wspomnianym artykule inż. Stępniewskiego na str. 348. W dalszym ciągu artykułu będzie się rozumiało pod nazwą *W* 192 względnie *W* 192 *k* nie sam profil, a cały szybowiec o odnośnym profilu. Wracając do rozważań nad krążeniem, widzimy, że na załączonej ryc. 3 nakreślono linją przerywaną krzywą $\frac{c_y}{c_x}$ w funkcji $\frac{p}{\delta c_y}$ dla szybowca *W* 192 o obciążeniu pow. $p = 14$. Na krzywej tej wielkość $\left(\frac{c_y^3}{c_x^2}\right) max.$ jest wyznaczona przez najmniejszą szybkość opadania dla $R_1 = \infty$ czyli dla lotu prostego. (Odcinek $w_{p\,min.}$). Można przewidywać, iż dla wszystkich pozostałych promieni (o wielkościach skończonych) minimum opadania w wirażu zachodzi pomiędzy $\left(\frac{c_y^3}{c_x^2}\right) max.$ a $c_{y\,max.}$ i to przy wartościach c_y-ka tem większych, im mniejszym jest promień skrętu. Albowiem pochylenie krzywych $\sqrt{\frac{R_1\, g \sin\alpha}{\cos^3\alpha}}$ wzrasta dla coraz mniejszych promieni, przez co odcinek $w_{w\,min.}$ przesuwa się na lewo ze zmniejszeniem R_1. Dla bardzo małych promieni dochodzi on aż do $c_{y\,max.}$ $\left(\frac{p}{\delta c_y}\text{ minimum}\right)$. Pojęciowo jest to zupełnie zrozumiałe, jeśli zestawimy wzory (3 b) i (4). Dla danego promienia bowiem α jest tem mniejsze, im większem jest c_y. A więc zwiększenie w_w w stosunku do odpowiadających w_p jest mniejsze przy c_y większych, tak że nawet opłaca się pewne oddalenie od kąta minimalnej mocy w kierunku większych c_y-ków. Gdy dla danego szybowca zmniejszymy obciążenie powierzchniowe, to krzywa $\frac{c_y}{c_x}$ na ryc. 3 nieco zmieniając kształt przesuwa się w lewo, a więc szybkości opadania maleją dla wszystkich promieni. To samo zjawisko zajdzie przy zwiększeniu c_y dla dla tych samych wartości $\frac{c_y}{c_x}$. Z ryc. 3 widzimy, że w celu otrzymania szybowca o małych szybkościach opadania w wirażach przy określonych wielkościach promieni musimy stosować małe wartości $\frac{p}{\delta c_y}$, przy jednocześnie jaknajwiększych wartościach $\frac{c_y}{c_x}$ dla części biegunowej położonych pomiędzy minimum mocy a $c_{y\,max}$. Wtedy bowiem krzywa $\frac{c_y}{c_x}$ szybowca będzie położona jaknajbardziej na lewo i jaknajwyżej.

Rozbijając to na poszczególne czynniki, możemy ustalić następujące postulaty dla otrzymania dobrych własności krążenia:

1. Stosować profile o jak największych c_y-kach przy możliwie wielkich wartościach $\frac{c_y}{c_x}$.
2. Stosować możliwie duże wydłużenia.
3. Uzyskać jaknajmniejszy spółczynnik oporów szkodliwych.
4. Stosować możliwie małe obciążenia powierzchniowe.

(5) Pozatem biorąc pod uwagę wielkość $\frac{p}{\delta c_y}$ stwierdzamy, iż własności te są najlepsze przy największej gęstości powietrza, a więc w pobliżu ziemi.

Należy pamiętać, iż postulaty te dotyczą tylko krążenia, a więc nie uwzględniają innych ważnych własności szybowca. Mogą nawet być z niemi sprzeczne (np. p. 4). Można jednak znaleźć rozwiązania dające dobre ogólne wyniki, o czem będzie mowa w dalszym ciągu artykułu.

Narazie, nie zajmując się innemi własnościami szybowców, omówimy wyżej wymienione postulaty.

Ad 1). Rozpatrując wartości c_y i $\frac{c_y}{c_x}$ przy krążeniu będziemy mieli na myśli tylko zakres położony pomiędzy kątem minimalnej mocy a $c_{y\,max}$.

Aby ocenić wpływ dużych c_y-ków profilu, należy rozpatrzyć spowodowane przez ich zwiększenie zmiany $w_{w\,min.}$ Zwiększać c_y możemy przez dobór odpowiednich (stałych) profili lub stosowanie urządzeń specjalnych zwiększających c_y-ki tylko chwilowo. Na ryc. 3 widać, iż przez zwiększanie wartości c_y zmniejszamy wielkości $\frac{p}{\delta c_y}$, a więc punkty krzywej $\frac{c_y}{c_x}$ przesuną się w lewo i jednocześnie w dół, poziomo, lub nawet w górę, zależnie od zmiany wielkości $\frac{c_y}{c_x}$. Uzyskamy więc w konsekwencji mniejsze szybkości opadania w wirażu, przynajmniej dla bardzo małych R_1. Każde zwiększanie c_y pozwala na osiągnięcie mniejszych promieni skrętu i mniejszych $w_{w\,min.}$ przy bardzo małych R_1. Zmniejszenie $w_{w\,min.}$ (naskutek zwiększenia c_y-ków) przy pozostałych promieniach (średnich i dużych), jest uwarunkowane stosunkowo niewielkim pogorszeniem wartości $\frac{c_y}{c_x}$. Im większem jest zwiększenie c_y, tem większe można dopuścić pogorszenie $\frac{c_y}{c_x}$. O ile zwiększamy nośność w celu polepszenia własności przy krążeniu, to należy tę zmianę tak przeprowadzić, aby otrzymać zmniejszenie $w_{w\,min.}$ przy wszystkich promieniach krążenia.

Interpretując[1]) ryc. 3 można przewidywać, iż przy wszystkich promieniach skrętu opłaci się ze względu na krążenie taka zmiana profilu zwiększająca c_y-ki, która nie spowoduje zwiększenia szybkości opadania w locie prostym. O ile ta ostatnia wielkość ulegnie nieznacznemu zwiększeniu, to najmniejsze szybkości opadania zmniejszą się tylko dla małych promieni krą-

[1]) Wziąć pod uwagę odległości punktów krzywych $\frac{c_y}{c_x}$ od krzywej dla $R_1 = \infty$ i od coraz stromszych krzywych dla coraz mniejszych R_1 (mierząc w kierunku pionowym).

żenia, natomiast zwiększą się przy promieniach wielkich.

Z tej wskazówki korzystać należy tylko przy wstępnej i przybliżonej ocenie profilu. Dla oceny ścisłej należy wykreślić parę punktów krzywej $\frac{c_y}{c_x}$ (na ryc. 3 lub odpowiedniej kalce).

Ad 2). Przechodząc do wpływu wydłużenia stwierdzamy, że z jego wzrostem zawsze $w_{w\,min.}$ maleje ze względu na większe wartości $\frac{c_y}{c_x}$ przy tych samych a nawet większych c_y-kach.

Ad 3). Mały spółczynnik oporów szkodliwych wpływa na podwyższenie krzywej $\frac{c_y}{c_x}$, a tem samem na zmniejszenie $w_{w\,min.}$

Ad 4). Zmiana obciążenia nie wpływa na $\frac{c_y}{c_x}$, a więc należy tylko dla tych samych $\frac{c_y}{c_x}$ zmienić w odpowiednim stosunku $\frac{p}{\delta c_y}$. Wskutek tego poszczególne punkty krzywej $\frac{c_y}{c_x}$ przesuną się poziomo: przy zmniejszeniu p w lewo, a więc w kierunku zmniejszenia $w_{w\,min.}$ Przy zwiększeniu p zjawisko zachodzi w kierunku odwrotnym.

Ad 5). Ze zmianą gęstości rzecz ma się podobnie, tylko kierunek przesunięcia jest przeciwny, gdyż δ jest w liczniku wielkości $\frac{p}{\delta c_y}$. Z tych względów zwiększanie wysokości wpływa tak jak zwiększanie obciążenia, zmieniające wielkość $\frac{p}{\delta c_y}$ w tym samym stosunku co odpowiednie zmniejszenie δ. Np. wzrost wysokości od 0 — 2000 *m* szybowca o $p = 14$ jest równoznaczny ze zwiększeniem obciążenia na wysokości 0 *m* do 17 *kg* na metr kwadratowy. Jak było wspomniane w wypadku konstruowania szybowca przelotowego, co obecnie jest najbardziej aktualne, nie można przyjąć całkowicie wszystkich warunków uzyskania dobrych własności krążenia. Niektóre z nich bowiem są w kolizji z warunkami uzyskania dobrych własności przelotowych.

Ponieważ zmniejszenie do minimum spółczynnika oporów szkodliwych i stosowanie dużych wydłużeń ma miejsce i jest potrzebne także ze względu na otrzymanie dobrych wyników ogólnych, więc warunki te na tem miejscu rozpatrywane nie będą.

Omówienia zaś wymagają warunki wymienione w p. 4 i p. 1.

Zmniejszanie wielkości $\frac{p}{\delta c_y}$ przez zmniejszanie obciążenia powierzchniowego, należy naogół uznać za błędne ze względu na własności przelotowe. Stosowanie zaś profili stałych o b. dużych c_y-kach również koliduje z własnościami przelotowemi ze względu na duże wartości c_x przy małych c_y-kach.

Pozostaje więc inna droga kompensująca w znacznym stopniu straty wynikłe z niezastosowania się do obu powyższych postulatów (1 i 4). Jest to stosowanie profili „szybkościowych" z urządzeniami specjalnemi powiększającemi znacznie w miarę potrzeby zbyt małe c_y-ki. Winne być przytem zachowane możliwie jaknajwiększe wartości $\frac{c_y}{c_x}$ w części biegunowej położonej między minimalną mocą a $c_{y\,max.}$

Nie każde urządzenie zwiększające nośność całkowicie opłaca się ze względu na polepszenie własności krążenia. Należy dążyć do osiągnięcia takiego urządzenia, przy którem szybkość opadania w locie prostym $\left[\left(\frac{c_y^3}{c_x^2}\right) max.\right.$ całości nie profilu] nie ulegnie zmniejszeniu, lub zmniejszy się w stopniu nieznacznym. (Patrz wyżej — omówienie postulatu 1). Dla zorjentowania się jak wpływa ilościowo na własności krążenia obciążenie powierzchniowe i zastosowanie urządzeń specjalnych, podano wykres najmniejszych szybkości opadania w skręcie w zależności od wielkości promienia R_1 dla czterech szybowców omówionych we wspomnianym artykule inż. Stępniewskiego (ryc. 4). Wykres taki jest wynikiem ostatecznym i najbardziej przejrzystym dla oceny i porównania własności szybowców przy krążeniu. Jest on zestawieniem wyników otrzymanych z wykresu 3. Ryc. 4 przedstawia wspomnianą zależność dla wyżej omówionych szybowców „wzorcowych" z profilem *W* 192 i *W* 192 *k* dla $p = 14$ i 17 kg/m^2. Wykresy te nie są zbyt dokładne, gdyż do obliczeń użyto tylko materjałów orjentacyjnych podanych w 12 numerze „Skrzydlatej Polski"; jednak dla ilustracji ogólnej dokładność ta zupełnie wystarcza.

Z ryc. 4 widać, że zwiększenie obciążenia powierzchniowego zwiększa $w_{w\,min.}$ przy wszystkich promieniach skrętu. Widać także, że zastosowanie odpowiednich klap szczelinowych, wychylonych o niewielkie kąty, zmniejsza $w_{w\,min.}$ również przy wszystkich promieniach skrętu. Oba te wpływy, występują znacznie intensywniej przy krążeniu ciasnem. To znaczy, że zwiększenie p znacznie więcej wpływa na pogorszenie $w_{w\,min.}$, przy małych promieniach skrętu niż przy dużych.

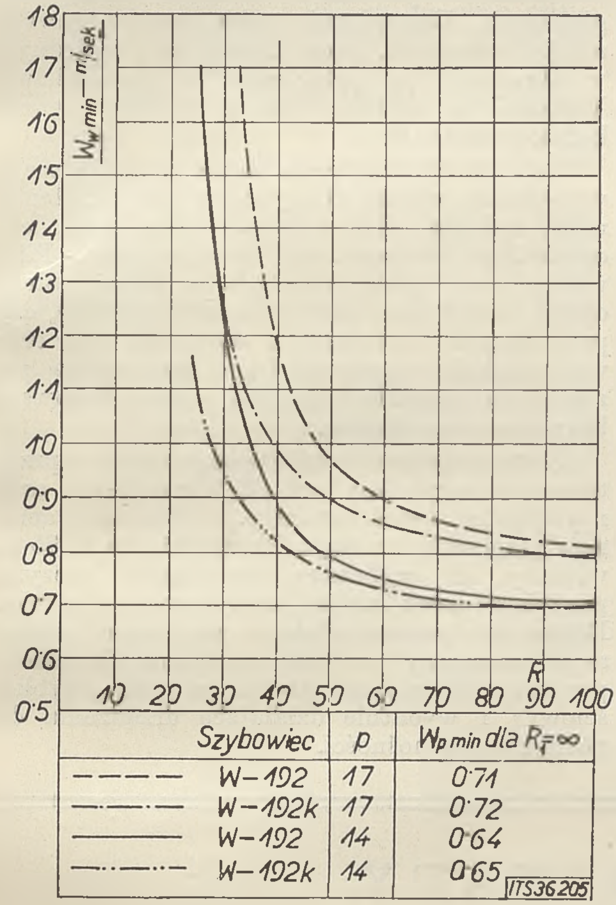
Również urządzenia zwiększające nośność zmniejszają $w_{w\,min.}$ w znacznie większym stopniu przy małych niż przy dużych promieniach [2]).

---

[2]) Rozpatrzmy na ryc. 4 dla przytoczonych przykładów wpływ obciążenia powierzchniowego. Przyjrzyjmy się krzywym dla jednakowych szybowców o profilu *W*. 192, lecz posiadającym różne obciążenia 14 i 17 kg/m^2. Porównajmy ich $w_{w\,min}$ przy kilku jednakowych wielkościach promieni. W locie prostym wielkości te wynoszą 64 i 71 *cm*. Przy $R_1 = 60$ *m* mamy już odpowiednio 75 i 90 *cm*, czyli różnica jest już dwa razy większa niż w locie prostym. Natomiast przy $R_1 = 35$ *m* najmniejsze szybkości upadania wynoszą, 1 *m* dla obciążenia, 14 i 1,45 *m* dla obciążenia 17 kg/m^2. Jest to już poważna różnica wynosząca 45 *cm*, a więc jest ona przeszło 6 razy większa niż w locie prostym.

Analogicznie możemy zdać sobie sprawę z charakteru wpływu urządzeń zwiększających nośność. Rozpatrzmy np. krzywe dla szybowców o jednakowem obciążeniu powierzchniowem wynoszącym 14 kg/m^2, lecz zaopatrzonych w różne profile: *W* 192 i ten sam profil z wychylonemi klapami, czyli *W* 192 *k*.

Fakty te nasuwają myśl, aby wogóle stosować urządzenia zwiększające nośność, a szczególnie przy większych ważnych dla szybownictwa obciążeniach powierzchniowych. Najważniejszą bowiem stratą, powstałą naskutek zwiększenia obciążenia powierzchniowego, jest znaczne zwiększenie się szybkości opadania przy ciasnem krążeniu [3]). Odpowiednie zaś zwiększenie c_y-ków (urządzenia specjalne) tę właśnie stratę, prawie całkowicie, lub nawet całkowicie kompensuje [4]).



Ryc. 4.
Najmniejsze szybkości opadania w skrętach dla różnych promieni.

Widzimy więc, że szczególnie przy krążeniu ciasnem odpowiednie urządzenia zwiększające nośność oddają wielkie usługi. Pozatem należy przypuszczać, iż dla promieni małych opłacą się większe wychylenia klap, a dla promieni większych — wychylenia mniejsze.

Naogół ryc. 4 w stopniu zdecydowanym propaguje stosowanie urządzeń powiększających nośność. Przy opracowaniu urządzenia *W* 192 *k* prawdopodobnie nie brano pod uwagę w sposób ścisły przydatności do krążenia. Należy więc liczyć się z możliwością zastosowania urządzeń jeszcze lepiej do tego celu przydatnych. Urządzenia te przy odpowiedniem rozwiązaniu naogół będą mogły służyć także do innych celów, jak umożliwienie lądowania na małym skrawku terenu, szybkie schodzenie z wysokości (może nawet na holu) i lepsze wykorzystanie prądu wznoszącego w locie prostym. (Patrz „Elementy aeronawigacji szybowcowej" w 8 N-rze „Skrzydlatej Polski" 1935 r,).

Oczywistem jest, że „ostatnie słowo" należy do prób i praktyki. Narazie możemy to ocenić głównie na drodze rachunkowej.

Z przytoczonych rozważań i przykładów wynika, iż z pomocą ryc. 3 możemy dla wszystkich konkretnych wypadków określać szybkości opadania w skrętach i w locie prostym przy zmianie wszelkich czynników wpływających na to. Przytem naogół wystarczy znajdywać tylko parę odpowiednich punktów krzywej $\frac{c_y}{c_x}$. Odpowiadające poszczególnym wypadkom szybkości lotu i pochylenia poprzeczne, możemy określić wyznaczając odpowiednie v_p (szybkości lotu prostego) dla danego $\frac{p}{\delta\, c_y}$. Mając zaś ze wzoru (4) wychylenie α możemy znaleźć odpowiednie v_w ze wzoru (2 b), lub wprost z ryc. 2.

Ryc. 3 obejmuje przedewszystkiem zakres kątów mających znaczenie przy krążeniu. A więc dla określenia szybkości opadania przy małych c_y-kach należałoby go przedłużyć. Ponieważ szybkości opadania przy małych kątach natarcia interesują nas tylko w locie prostym, więc tu w braku miejsca zrezygnowano z przedłużenia tego wykresu, odsyłając zainteresowanych do odpowiednich wykresów I. T. S.-u, pozwalających na określenie szybkości opadania w locie prostym.

O ileby czytelnik uznał, iż jest wygodniej operować na jednym wykresie wszelkiemi szybkościami opadania (w locie prostym i w wirażach) i jednocześnie uniknąć znajdywania wartości $\frac{c_y^3}{c_x^2}$, to przedłużenie ryc. 3 należałoby ograniczyć tylko do przedłużenia krzywej dla $R_1 = \infty$ (lot prosty). Jednocześnie trzebaby było zmienić skalę wartości $\frac{p}{\delta\, c_y}$, aby uniknąć zbyt niewygodnego „rozciągnięcia" wykresu.

Wracając do ryc. 4, należy stwierdzić, że jest ona niekompletna, gdyż nie umieszczono na niej z powodu braku miejsca kątów pochylenia w wirażu α i szybkości v_w dla poszczególnych punktów. Wielkość tych szybkości warunkuje osiągnięcie „najmniejszego opadania" w wirażu. Jednocześnie jest ciekawem, jak ustosunkowane są te najwłaściwsze szybkości v_w

---

W locie prostym najmniejsze szybkości opadania praktycznie są sobie równe. Przy krążeniu zaś $w_{w\,min}$ są mniejsze przy szybowcu *W* 192 *k*. Dla $R_1 = 40\,m$ zysk na klapach wynosi 7 *cm*, przy promieniu 30 *m* mamy 25 *cm*, a przy promieniu 25 *m* zysk ten wynosi 55 *cm*, gdyż $w_{w\,min} = 110\,cm$ zamiast 165 *cm*.

[3]) Straty na szybkości opadania w locie prostym, powstałe na skutek zwiększenia obciążenia, są stosunkowo niewielkie. Przy dużych zaś promieniach krążenia straty te są niewiele większe.

[4]) Na ryc. 4 widać, iż przy $R_1 = 25\,m$ $w_{w\,min}$ są identyczne dla szybowców *W* 192 $p = 14$ i dla *W* 192 *k* $p = 17$. A więc przy tym bardzo małym promieniu, wychylenie klap całkowicie skompensowało straty szybkości opadania powstałe naskutek zwiększenia obciążenia o 3 kg/m^2.

względem najmniejszych możliwych szybkości, odpowiadających danemu pochyleniu α. Wielkości te zawiera poniższa tabela dla szybowców *W* 192 i *W* 192*k* o tem samem obciążeniu 14 *kg*/*m*².

	W 192 p = 14			W 192k p = 14		
R	α^0	v_w przy $w_{w\,min.}$	$v_{w\,min.}$ (przy $c_{y\,max.}$)	α^0	v_w przy $w_{w\,min.}$	$v_{w\,min.}$ (przy $c_{y\,max.}$)
25	55	68	68	42	53	51
35	39	61	58	31	52	48
50	30	60	55	23	51	46
75	19	58	53	15	50	45
100	14	57	52	11	50	45
∞	0	58	51	0	51	44

Wielkości te są już raczej ciekawe dla pilota niż dla konstruktora. Rzeczą bowiem pilota jest, wyzyskać wszystko to, co uzyskał konstruktor. Widzimy, iż „najwłaściwsze" szybkości w wirażu dla promieni mniejszych od 100 *m*, nie różnią się więcej jak 5 *km*/*g* od szybkości najmniejszych możliwych przy danych pochyleniach. Dla promieni zaś bardzo małych szybkości te prawie się pokrywają. Wpływ nadmiernego rozpędzenia, zilustrują następujące, bynajmniej jaskrawo dobrane cyfry: przy $R_1 = 35\,m$, szybowiec *W* 192 $p = 14$ posiada $w_{w\,min.} = 1\,m$; wtedy $\alpha = 39^0$ i $v_w = 61\,km/g$. Przy tym samym promieniu, a szybkości szybowca $v_w = 71\,km/g$, $w_w = 1{,}2\,m$, a potrzebne pochylenie do uzyskania tego samego promienia wynosi 48⁰. Przy rozpędzeniu zaś szybowca do 82 *km*/*g* liczby te dla tego samego R_1 wynoszą: $v_w = 1{,}5\,m/sek$, a $\alpha = 56^0$.

Dla ogólnej ilustracji warto jeszcze nadmienić, że wiraże o pochyleniu mniejszem niż 15⁰ nie dają już widocznego zysku na szybkości opadania. Z wykresu bowiem 2 widać, iż przy pochyleniu 15⁰ v_w jest większe od v_p zaledwie o 5⁰/₀, a więc np. wynosi 63 *cm* zamiast 60 *cm*. Wirażowi o pochyleniu 15⁰, odpowiada w szybowcu *S. G.*$_3$ opuszczenie końca skrzydła o $\sim 2\,m$.

W praktyce piloci naogół mają tendencję rozpędzania szybowca w wirażach, szczególnie głębszych. Rozpędzenie takie można nazwać nieekonomicznem, lecz trzeba być oględnym w określaniu go jako zupełnie niewłaściwe. Wchodzi tu bowiem jeszcze w grę czynnik bezpieczeństwa.

Te wnioski dotyczące sposobu najlepszego wyzyskania własności szybowca przy krążeniu, mogą być dla pilotów pewną wskazówką, lecz oczywiście nie powinny być „receptą". Pilot winien znać tylko kierunek w jakim należy dążyć, ale w locie sam musi zadecydować, czy przy danych warunkach i wysokości lotu oraz własnościach odnośnego typu może sobie pozwolić na krążenie z tą małą, a więc niezawsze bezpieczną szybkością.

Zestawiając treść niniejszego artykułu z przytoczonym artykułem inż. Stępniewskiego, oraz z artykułem tegoż autora p. t. „Elementy aeronawigacji szybowcowej" (Skrzydlata Nr. 8. 35 r.) widzimy, iż szybowiec nowoczesny zaczyna przybierać coraz bardziej zdecydowaną sylwetkę. Będzie to prawdopodobnie szybowiec „ultra-aerodynamiczny" o dość wielkiem obciążeniu powierzchniowem, zaopatrzony w profil „szybkościowy" i wydatnie działające urządzenia do powiększenia nośności.

KOMUNIKATY.

Przykład liczbowy obliczenia współdziałania podłużnic w skrzydłach wolnonośnych metodą analityczną i analityczno-wykreślną.

W związku z ogłoszonym w Nrze 8 „L. Cz. L." (1935) opracowaniem tematu ćwiczeń dla studentów pod powyższym tytułem otrzymałem od prof. Dra W. B u r z y ń s k i e g o pismo, w którem zwraca uwagę na możliwość wykreślnego rozwiązania wyrażeń na R_1 i R_2 przy pomocy wieloboku „sił" i wieloboku „sznurowego". Mianowicie wyrażenia:

$$R_2 = \int_0^l q\,du \int_0^u \frac{u-x}{B_x}\,dx$$

$$R_1 = \int_0^l q\,du \int_0^u \frac{(u-x)\,x}{B_x}\,dx$$

można przedstawić w postaci bez zmiennej pośredniczącej u:

$$R_2 = \int_0^l \frac{M\,dx}{B_x}$$

$$R_1 = \int_0^l \frac{M.x\,dx}{B_x},$$

gdzie:

$$M = \int_x^l \int_x^l q\,dx^2$$

oznacza moment obciążenia położonego pomiędzy przekrojami x i l względem przekroju x.

Jeśli zatem wykreślimy rozkład obciążenia q wzdłuż podłużnicy, to całkując ten wykres znajdziemy wykres

$$T = \int_x^l q\,dx,$$

zaś całkując wykres T znajdujemy wykres M. W szczególnym przypadku $q = const.$ otrzymujemy:

$$M = \frac{q}{2}(l-x)^2.$$

Przy rozwiązaniu wykreślnem otrzymuje się wykres T z wieloboku sił, zaś wykres M z wieloboku sznurowego. Dla wyznaczenia R_2 wzgl. R_1

redukujemy następnie rzędne wykresu M do $\frac{M}{B_x}$, poczem znowu otrzymujemy R_2 z wieloboku „sił“, zaś R_1 z wieloboku „sznurowego“.

Z. Fuchs.

Komunikat Związku Polskich Inżynierów Lotniczych. Doceniając doniosłą rolę, jaką dla postępu techniki i rozwoju przemysłu spełnia prasa fachowa oraz rozumiejąc, że jedynie czasopismo techniczne, oparte o ogół inżynierów specjalistów w danej dziedzinie techniki, może się właściwie rozwijać i stać na wysokim poziomie — Związek Polskich Inżynierów Lotniczych, skupiający ogół inżynierów pracujących w lotnictwie polskiem, ropoczął pracę wydawniczą.

Zarząd Związku, w myśl odpowiedniej uchwały, ostatniego Walnego Zgromadzenia, zawarł w dniu 20 marca b. r. umowę z wydawcą i redaktorem miesięcznika technicznego „Techniczne Nowości Lotnicze“, na podstawie której miesięcznik ten począwszy od kwietnia b. r. staje się wyłącznie organem Związku Polskich Inżynierów Lotniczych.

Stawiając sobie w tej pracy wydawniczej, jako główne zadanie, szerzenie wiadomości o postępie nauk technicznych związanych z lotnictwem oraz wytwórczości lotniczej, jesteśmy głęboko przekonani, że praca ta przyczyni się do dalszego rozwoju lotnictwa polskiego.

Odczyty wygłoszone staraniem Sekcji automobilowo-lotniczej Polskiego Towarzystwa Politechnicznego:

5. VI. 1936. Jan Dobrzański: „Silnik Diesel'a w lotnictwie“.

Sprostowanie dostrzeżonych omyłek w Nr. 8 z r. 1935:

Na stronicy 48 ma być:

$$D_x = \frac{b^3 h_x}{3} G$$

Na stronicy 49 ma być:

$$F_1(u) = \int_0^u \frac{(u-x)\,x}{B_x}\,dx =$$

$$= \frac{750^2}{2.15187500}\left\{u - \frac{2u-3.750}{1-\frac{u}{750}} + \right.$$

$$\left. + 2.750\,ln\left(1-\frac{u}{750}\right) - 3.750\right\}$$

ADRES REDAKCJI: Laboratorjum Aerodynamiczne, Lwów, Politechnika, ul. Leona Sapiehy l. 12. — Telefon Nr. 29-666.

Nakładem L A P L i I T S. Pierwsza Związkowa Drukarnia, Lwów, Lindego 4.